

Проблемы физики взаимодействия мощного лазерного излучения с прозрачными твердыми телами в области сверхкоротких импульсов

А.А.Маненков

Приведен краткий обзор вклада А.М.Прохорова в квантовую электронику и лазерную физику. Проанализированы последние экспериментальные данные по лазерному разрушению (ЛР) прозрачных твердых тел в области сверхкоротких импульсов. Обсуждаются зависимость порога ЛР от длительности импульса и морфология разрушения. Представлена интерпретация экспериментальных данных на основе теоретических представлений о механизмах ЛР. В частности, сформулированы критерии изменения морфологии разрушения от трещинообразования к абляции при переходе от облучения длинными импульсами к облучению сверхкороткими.

Ключевые слова: лазерное разрушение, прозрачные твердые тела, сверхкороткие импульсы, трещинообразование, абляция.

1. Введение

Данная статья написана по материалам приглашенного доклада на Мемориальной сессии, посвященной памяти А.М.Прохорова и Н.Г.Басова, Международной конференции по квантовой электронике (А.А.Маненков. «Physics of high-power-transparent solids interaction in ultrashort time domain», IQEC'2002, 22–28 June, 2002, Moscow. Conference Program, p.4). Кроме темы, обозначенной в заглавии доклада, в него включен также краткий обзор некоторых работ А.М.Прохорова, относящихся к квантовой электронике и лазерной физике.

Большой интерес к физике взаимодействия мощного лазерного излучения с твердыми телами во временном диапазоне сверхкоротких импульсов (10^{-12} – 10^{-15} с) вызван последними достижениями в разработках мощных фемтосекундных лазеров и потенциальными возможностями их применений в различных областях. В этой связи важнейшее значение приобретает проблема выяснения механизмов взаимодействия, обуславливающих разрушение твердых тел, в данном диапазоне длительностей импульсов. Знание таких механизмов важно как для разработки сверхмощных лазерных систем, поскольку их предельная мощность ограничивается разрушением оптических компонент, так и для разнообразных исследований в области лазерной физики и технологических применений.

Недавние исследования по лазерному разрушению (ЛР) прозрачных твердых тел под действием сверхкоротких импульсов [1–4] выявили значительные отличия характеристик ЛР от наблюдаемых в области более длинных импульсов (наносекундный – пикосекундный диапазон). В настоящей статье эти результаты критически проанализированы на основе современных теоретических

представлений о механизмах ЛР; обсуждаются проблемы, требующие решения.

2. Вклад А.М.Прохорова в квантовую электронику и лазерную физику

Представим краткий обзор вклада А.М.Прохорова в квантовую электронику и лазерную физику. При этом следует оговориться, что в силу ограниченного объема публикации и неизбежной субъективности отбора работ этот обзор будет, конечно, неполным. Мы стремились привести лишь основные, на наш взгляд, работы А.М.Прохорова в этих областях.

Прежде всего отметим следующие характерные черты А.М.Прохорова как ученого:

– Чрезвычайно широкий спектр научных интересов и разносторонняя эрудиция.

– Сочетание в его научной деятельности фундаментальных и прикладных исследований. Можно даже сказать, что он критически относился к разделению науки на фундаментальную и прикладную, подчеркивая их тесную связь. Он оказал огромное влияние на формирование многих научных направлений и внедрение научных результатов в практику.

– Очень широкие связи с учеными, инженерами и организаторами научно-технической сферы деятельности в России и многих странах мира. С ним стремились обсудить научные и практические проблемы огромное число ученых и практиков всех рангов – от начинающих исследователей до крупных ведущих ученых. Дискуссии с ним всегда были очень полезными и стимулирующими.

А.М.Прохоров опубликовал большое число статей по многим проблемам физики, электроники и других областей науки. Остановимся лишь на нескольких его работах, относящихся к квантовой электронике и лазерной физике.

Пионерские работы, положившие начало квантовой электронике:

– Предложение нового принципа усиления и генерации электромагнитного излучения, основанного на вы-

А.А.Маненков Институт Общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул.Вавилова, 38; e-mail: manenkov@kapella.gpi.ru

нужденном излучении атомов при квантовых переходах, так называемого мазерно-лазерного принципа (1953–1954 гг., совместно с Н.Г.Басовым [5]).

– Предложение нового метода инверсии населенности квантовых состояний – так называемого метода трех уровней, основанного на приложении внешнего (вспомогательного) электромагнитного излучения (1955 г., совместно с Н.Г.Басовым [6]). Этот метод, называемый обычно электромагнитной накачкой, оказался универсальным и наиболее эффективным методом инвертирования населенностей в различных атомных системах, особенно в твердых телах и жидкостях, позволяя создавать квантовые генераторы и усилители в очень широкой области спектра электромагнитного излучения (от микроволн до УФ излучения).

– Предложение нового типа электромагнитных резонаторов – так называемого открытого резонатора (1958 г. [7]). Этот тип резонатора, образованный двумя плоскопараллельными зеркалами, стал базовой моделью для других типов открытых резонаторов различных конфигураций, широко используемых в настоящее время в лазерах.

– Первое исследование микроволнового спектра кристалла рубина и предложение его в качестве активного материала для мазеров (1955–1956 гг., совместно с А.А.Маненковым [8, 9]).

– Первая демонстрация мазерного эффекта в рубине на микроволновых частотах дециметрового и сантиметрового диапазонов (1958 г., совместно с Г.М. Зверевым, Л.С. Корниенко, А.А.Маненковым [10]).

Дальнейшие работы по мазерам и лазерам:

– Разработка практических схем и конструкций рубиновых мазеров в широкой области длин волн (дециметровый, сантиметровый и миллиметровый диапазоны) и их применение в радиоастрономии и дальней космической связи (1958–1965 гг., совместно с Г.М.Зверевым, Н.В.Карловым, Л.С.Корниенко, А.А.Маненковым, В.Б.Штейншлейгером и др. [12]).

– Предложение и реализация нового типа лазера – так называемого газодинамического лазера (1966 г., совместно с В.К.Конюховым [13]).

– Разработка новых материалов (стекол и кристаллов, активированных ионами редких земель, и группы железа) для твердотельных лазеров ИК, видимого и УФ диапазонов длин волн (1970–1986 гг, совместно с Е.М.Диановым, В.В.Осико, И.А.Щербаковым и др. [14–16]).

– Всесторонние исследования физических процессов в твердотельных лазерах, приведшие к открытию многих важных эффектов (компенсация термических искажений в многокомпонентных лазерных стеклах [14], роль кросс-релаксации в многоуровневых лазерных средах [17] и др.).

Работы по лазерной физике, нелинейной и волоконной оптике:

– Предложение, обоснование и подтверждение адекватных моделей самофокусировки лазерных пучков в нелинейных средах – модели многофокусной структуры и движущихся фокусов (1967–1970 гг., совместно с В.Н.Луговым (теория), В.В.Коробкиным, А.А.Маненковым и др. (эксперимент) [18–21]).

– Развитие теории взаимодействия на больших расстояниях солитонов в оптических волокнах (1992 г., совместно с Е.М.Диановым и др. [22]).

– Предложение новых эффективных материалов для

комбинационных (рамановских) волоконных лазеров (2000 г., совместно с Е.М.Диановым [23]).

– Всестороннее исследование лазерного пробоя в газах – так называемой лазерной искры (1964 г., совместно с П.П.Пашиным и др. [24]).

– Всестороннее исследование фундаментальных механизмов лазерного разрушения в прозрачных твердых телах (1970–1980 гг., совместно с Ю.К.Данилейко, А.С.Епифановым, А.А.Маненковым и др. [25]). К этому направлению исследований, в частности к проблемам лазерного разрушения в области сверхкоротких импульсов, А.М.Прохоров проявлял значительный интерес.

Прежде чем перейти к анализу этих проблем, что является целью предметной части статьи, остановимся кратко на результатах исследования механизмов ЛР, относящихся к области «длинных» (наносекундный диапазон длительностей) импульсов.

3. История оптического пробоя в прозрачных твердых телах

Явление оптического пробоя (лазерного разрушения) в прозрачных твердых телах было обнаружено вскоре после создания в 1964 г. «лазеров гигантских импульсов» двумя группами ученых (С.Guiliano [26] и G.Cullom, R.Waynant [27]). За 38 лет, прошедших с того времени, во многих лабораториях мира были проведены исследования этого явления, направленные на понимание его природы и разработку высокостойких к излучению оптических материалов и компонентов мощных лазеров. Опубликовано огромное число статей по проблеме, включая обстоятельные обзоры (см., напр., обзорную статью А.А.Маненкова и А.М.Прохорова [25]). Основные результаты исследований можно суммировать следующим образом:

– Установлено, что поглощающие включения играют драматическую роль в явлении оптического пробоя, инициируя ЛР и значительно снижая его порог.

– Только в исключительно чистых (свободных от включений) материалах наблюдается собственное разрушение, порог которого максимален для данного типа материала.

– Установлены основные механизмы несобственного (обусловленного поглощающими включениями) и собственного типов ЛР: тепловой взрыв поглощающих включений, фотоионизация окружающей включение матрицы материала тепловым УФ излучением включения, нагретого лазерным излучением, ударная ионизация и многофотонная ионизация матричных атомов материала.

В исследованиях, направленных на развитие теоретических моделей указанных механизмов, были установлены основные характеристики процессов разрушения (Ю.К.Данилейко, А.С.Епифанов, М.Ф.Колдунов, А.А.Маненков, А.М.Прохоров и др. [25, 28–33]). Для несобственных механизмов ЛР такими характеристиками являются статистические свойства ЛР, обусловленные случайным распределением включений в области взаимодействия, зависимость порога разрушения от длительности лазерного импульса, а также особенности ЛР поверхности и оптических покрытий. Для собственных механизмов ЛР это зависимость порога ЛР от частоты и длительности импульса лазерного излучения и от температуры твердого тела, статистические свойства ЛР, обусловленные недостатком затравочных электронов для

процесса ударной ионизации (электронной лавины). Установлена также относительная роль ударной и многофотонной ионизации.

Обстоятельный анализ [30] экспериментальных данных по ЛР в оптических материалах разных классов при разных условиях эксперимента, проведенный на основе развитых теоретических моделей, показал следующее:

- Многие характеристики ЛР (статистические свойства, характеристики разрушения при однократном и многократном облучении, особенности ЛР оптических покрытий, зависимость порога ЛР от длительности импульса и др.) в большинстве оптических материалов согласуются с характеристиками, предсказываемыми теорией механизма теплового взрыва включений. Например, рис.1 демонстрирует хорошее согласие между теорией и экспериментом для зависимости порога ЛР от длительности импульса в широком диапазоне (10 нс – 10 пс).

- Только для нескольких специально отобранных (предельно чистых) щелочно-галогидных кристаллов некоторые характеристики ЛР (зависимость порога ЛР от частоты лазерного излучения, длительности импульса и температуры образца, эффект недостатка затравочных электронов) согласуются с предсказаниями теории механизма электронной лавины.

Таким образом, из этого анализа можно сделать вывод, что несобственный механизм ЛР доминирует в наносекундном – пикосекундном диапазоне длительностей лазерных импульсов. Вопрос о том, какой механизм является доминирующим в ЛР в области сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов, требует специального рассмотрения (см. разд. 4).

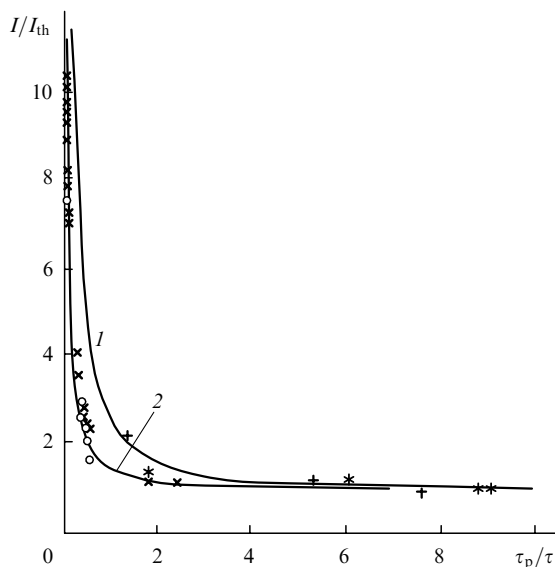


Рис.1. Зависимости порога лазерного разрушения I в SiO_2 от длительности импульса τ_p при $\lambda = 1.05 \text{ мкм}$, $w = 7.2 \text{ мкм}$, $I_{th} = 0.8 \text{ ТВт/см}^2$ (\times), $\lambda = 1.05 \text{ мкм}$, $w = 5.0 \text{ мкм}$, $I_{th} = 1.5 \text{ ТВт/см}^2$ (\circ), $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$, $w = 7.2 \text{ мкм}$, $I_{th} = 0.4 \text{ ТВт/см}^2$ ($+$) и $\lambda = 0.53 \text{ мкм}$, $w = 5.0 \text{ мкм}$, $I_{th} = 0.75 \text{ ТВт/см}^2$ ($*$) (экспериментальные данные [34]); сплошные кривые рассчитаны на основе теории теплового взрыва поглощающих включений [30] для лазерных импульсов прямоугольной (1) и гауссовой (2) временных форм, I_{th} – пороговая интенсивность разрушения при $\tau_p \rightarrow \infty$, λ – длина волны лазерного излучения, w – размер (диаметр) фокального пятна сфокусированного излучения на уровне e^{-1} от максимальной интенсивности в центре пучка, τ – время релаксации температуры включения (для согласования теоретических и экспериментальных данных $\tau = 20 \text{ нс}$).

4. Последние результаты по лазерному разрушению в области сверхкоротких импульсов и их обсуждение

Несколько работ [1–4], опубликованных в последние 8 лет, представляют наибольший интерес для понимания физики явления ЛР в области сверхкоротких импульсов. В этих работах изучалось ЛР в плавленом кварце (SiO_2), кристаллах CaF_2 и многослойных диэлектрических покрытиях в широком диапазоне длительностей импульсов (1 нс – 5 фс). Было обнаружено значительное различие характеристик ЛР в диапазоне длинных (наносекундных – пикосекундных) и коротких (фемтосекундных) импульсов:

- Морфология ЛР в области длинных импульсов представляет собой трещины или проплавы, тогда как в фемтосекундном диапазоне наблюдается абляционный характер разрушения (рис.2).

- Зависимость пороговой энергии W_{th} ЛР от длительности импульса τ_p имеет вид (рис.3): $W_{th} \sim \sqrt{\tau_p}$ в области $\tau_p = 1 \text{ нс} - 20 \text{ пс}$, $W_{th} \rightarrow \text{const}$ (не зависит от τ_p) при $\tau_p < 20 \text{ пс}$ (Stuart B.C, et al [1], Lenzner M., et al [4]); при $\tau_p < 20 \text{ пс}$ W_{th} возрастает (Mourou G., et al [2]).

- В статистических свойствах ЛР также имеются различия: в области фемтосекундных импульсов наблюдаются уменьшение дисперсии порога ЛР и отсутствие зависимости его от размера области облучения.

Противоречивость данных для зависимости $W_{th}(\tau_p)$ в области фемтосекундных импульсов, полученных разными группами исследователей, обусловлена, по-видимому, различием методов определения порога абляции. Так, в работе [2] порог ЛР находится по свечению лазерной плазмы в области взаимодействия при однократном облучении поверхности исследуемых образцов, тогда как в [1] – по морфологии разрушения при многократном облучении, а в [4] – по измерениям абляционного объема материала $V_a(W)$ путем экстраполяции к $V_a = 0$ в режиме как однократного, так и многократного облучения.

Интерпретация приведенных выше экспериментальных результатов основывалась в [1–4] на предположении, что ЛР в области сверхкоротких импульсов обусло-

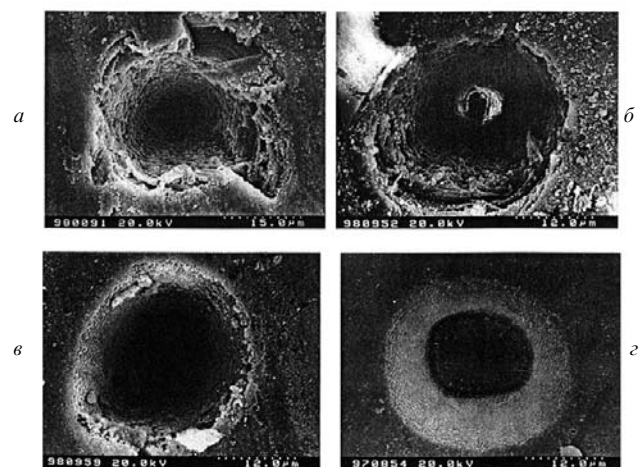


Рис.2. Морфология лазерного разрушения плавленого кварца после облучения 80 импульсами излучения с $\lambda = 780 \text{ нм}$, наблюдаемая при разных длительностях импульса τ_p и плотностях энергии лазерного излучения в области облучения F_0 : $\tau_p = 3 \text{ пс}$, $F_0 = 19.9 \text{ Дж/см}^2$ (а), $\tau_p = 220 \text{ фс}$, $F_0 = 10.7 \text{ Дж/см}^2$ (б), $\tau_p = 20 \text{ фс}$, $F_0 = 11.1 \text{ Дж/см}^2$ (в), $\tau_p = 5 \text{ фс}$, $F_0 = 6.9 \text{ Дж/см}^2$ (з) (данные из работы [4]).

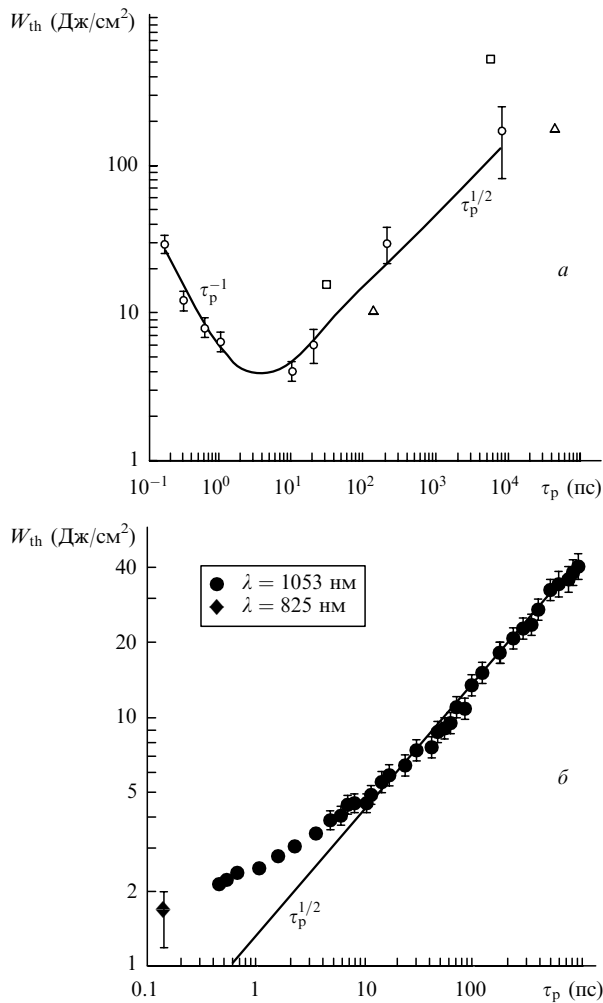


Рис.3. Зависимости порога лазерного разрушения W_{th} в SiO_2 от длительности импульса τ_p , полученные в работах [2] (а) и [1] (б).

влено собственными механизмами (ударной и многофотонной ионизациями). Несобственные механизмы ЛР, т.е. механизмы, связанные с влиянием поглощающих включений, игнорировались, хотя зависимость $W_{th}(\tau_p)$ в области длинных импульсов ($\tau_p > 20$ пс) объяснялась в [1] тепловым механизмом со ссылкой на работы, в которых диффузионный закон, $W_{th} \sim \sqrt{\tau_p}$, приписывался механизму разрушения, обусловленному включениями. Теоретический анализ, проведенный в [1], основывался на квантовом кинетическом уравнении (ККУ) для электронов, возбужденных в зону проводимости ударной ионизацией (многофотонная ионизация рассматривалась как источник затравочных электронов). Решение ККУ проводилось в так называемом диффузионном приближении, развитом ранее в [29]. Отмеченные подходы к интерпретации экспериментальных результатов по лазерному разрушению вызывают сомнения по следующим причинам:

– Предположение о доминировании собственных механизмов ЛР в исследованных материалах не обосновано. Игнорирование влияния поглощающих включений на наблюдаемые закономерности нельзя признать оправданным. Более того, как показали наши исследования [31], одна из важнейших закономерностей ЛР – зависимость порога разрушения от длительности импульса – хорошо объясняется на основе механизма теплового взрыва поглощающих включений (рис.4). Хорошее со-

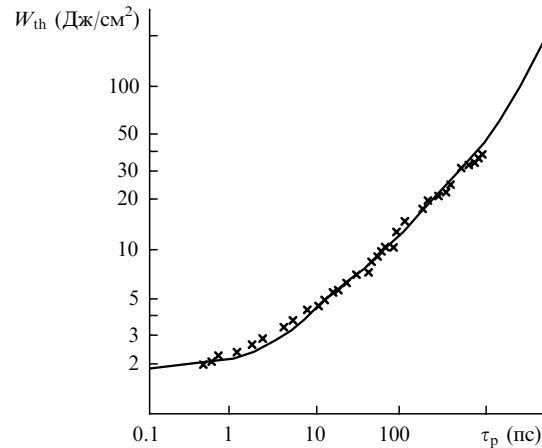


Рис.4. Зависимость порога лазерного разрушения W_{th} в SiO_2 от длительности импульса τ_p ; точки – экспериментальные данные, полученные при длине волны лазерного излучения $\lambda = 1.053$ мкм, сплошная кривая – расчет [31] на основе теории теплового взрыва поглощающих включений (модель трех типов включений).

гласие между экспериментом и теорией теплового взрыва указывает на то, что поглощающие включения играют важную роль в процессах ЛР в широком диапазоне длительностей импульсов, включая ультракороткие (фемтосекундные) импульсы. Это подтверждается также наблюдением эффекта накопления (incubation) в лазерной абляции SiO_2 импульсами длительностью 5 фс [4], который трудно объяснить на основе собственных механизмов ЛР.

– Зависимость порога ЛР от длительности импульса $W_{th} \sim \sqrt{\tau_p}$, использованная авторами [1] для объяснения экспериментальных данных в области длинных импульсов, не имеет теоретического обоснования: корректная, строго обоснованная зависимость $W_{th}(\tau_p)$ для теплового механизма значительно отличается от $W_{th} \sim \sqrt{\tau_p}$ (см. рис.1).

– Диффузионное приближение ККУ корректно только для $\tau_p \geq 10$ пс [29], и требуется специальный анализ условий распространения области применимости указанного приближения на диапазон сверхкоротких импульсов ($\tau_p < 10$ пс). В частности, для области сверхкоротких импульсов, $\tau_p < \tau_{e-ph}$ (τ_{e-ph} – характерное время электрон-фононной релаксации), необходимо принимать в расчет то, что электрон-фононные столкновения могут быть неэффективны в процессах ударной ионизации.

– В рамках предложенной авторами [1–4] интерпретации не нашел объяснения факт изменения морфологии разрушения от трещинообразования или проплава к абляционному удалению материала с поверхности при переходе режима облучения от длинных ($\tau_p > 20$ пс) к сверхкоротким импульсам. Обоснованное объяснение этому факту было дано нами на основе анализа решения задачи термоупругости при лазерном нагреве твердых тел [32]. Приведем здесь кратко результаты этого анализа. Прежде всего отметим аргументы в пользу применимости уравнений термоупругости, на решении которых основывается в [32] указанный анализ, в широком диапазоне длительностей импульсов, включая ультракороткий.

Характерные времена процессов, происходящих в твердом теле при импульсном лазерном нагреве, по порядку величины таковы: время электрон-фононной ре-

лаксации $\tau_{e-ph} \sim 10^{-12}$ с, время установления термоупругих напряжений $\tau_s \sim 10^{-9}$ с, время формирования трещин $\tau_f \sim 10^{-8}$ с. Из сопоставления указанных времен следует, что механическое разрушение твердого тела в результате локального лазерного нагрева является наиболее медленным процессом. В случае нагрева фемтосекундными импульсами разрушение возникает после их воздействия. Это означает, что анализ формирования механического разрушения в твердых телах при импульсном лазерном воздействии, включая воздействие сверхкоротких импульсов, может адекватно проводиться на основе уравнений термоупругости. С использованием такого подхода в работах [32, 33] были установлены условия возникновения (или отсутствия) механического разрушения (трещины) в твердом теле при импульсном лазерном нагреве. При этом предполагался произвольный (собственный или несобственный) механизм поглощения лазерного излучения, обуславливающий локальный нагрев. Были установлены следующие два критерия формирования трещины:

силовой критерий,

$$\max_{r,t} \sigma_\phi(r, t) \geq \sigma_{th}, \quad (1)$$

где $\sigma_\phi(r, t)$ – тангенциальный компонент тензора напряжений, а σ_{th} – предел прочности прозрачного твердого тела, и

энергетический критерий,

$$\eta \vartheta E_p \geq E_m, \quad (2)$$

где E_p – энергия лазерного импульса; η – фактор, определяющий долю поглощенной энергии; $\vartheta = (T_0/9c_V)[1 + \nu/(1-\nu)^2]\alpha^2 c_{long}^2$ – коэффициент связанности; c_V – теплоемкость; α – коэффициент линейного расширения; ν – коэффициент Пуассона; c_{long} – продольная скорость звука; $E_m = 39R^2\gamma$ – механическая энергия деформации; R – размер области нагрева; γ – плотность поверхностной энергии.

При выполнении критериев (1) и (2) механическое разрушение в форме трещины может возникнуть, если параметры лазерного импульса и размер области облучения удовлетворяют соотношениям

$$\tau_p \geq \tau_{cr} \simeq \frac{78R^2\gamma}{\eta \vartheta F_{th}}, \quad (3)$$

$$R \geq R_{cr} \simeq \frac{10\gamma}{9k_a W_{th}}, \quad (4)$$

где F_{th} – пороговая мощность излучения в области взаимодействия; W_{th} – пороговая плотность энергии; k_a – коэффициент поглощения.

Оценки по формулам (3) и (4) для SiO_2 дают при $k_a \simeq 10^5 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ значения $\tau_{cr} \simeq 50$ пс, $R_{cr} \simeq 0.1 - 0.7$ мкм. Эти оценки находятся в разумном согласии с экспериментальными наблюдениями и объясняют изменение морфологии разрушения от трещинообразования (проплава) к абляции (отсутствию трещины) при длительностях облучающих лазерных импульсов $\tau_p < 20$ пс. Приведенные результаты анализа показывают, что морфология лазерного разрушения не зависит от механизма поглощения, а определяется величиной поглощенной энергии и механическими параметрами материалов.

Иными словами, наблюдаемое в экспериментах изменение морфологии лазерного разрушения твердых тел от трещинообразования к абляции при переходе режима облучения в область фемтосекундных импульсов (по сравнению с режимом наносекундных импульсов) не свидетельствует об изменении механизма поглощения (несобственный \rightarrow собственный), а является, скорее, следствием снижения порога разрушения при уменьшении длительности импульса. В рамках теории теплового взрыва поглощающих включений последний факт естественно объясняется уменьшением влияния теплопроводности из области взаимодействия, хотя собственные механизмы (ударная и многофотонная ионизация) также приводят к аналогичному снижению порога разрушения (вследствие диффузии электронов из области взаимодействия).

Физический смысл изменения морфологии разрушения от трещинообразования к абляции означает, что при уменьшении длительности импульса до некоторого значения τ_{cr} энергии, поглощенной в области взаимодействия, становится недостаточно для образования трещины и доминирующим механизмом разрушения становится абляция. Очевидно, что в области длинных импульсов абляция также присутствует, но она маскируется более сильно выраженным процессом – трещинообразованием.

Непротиворечивое объяснение наблюдаемых закономерностей ЛР сверхкороткими лазерными импульсами (морфология, зависимость порога ЛР от длительности импульса и др.) в рамках теории теплового взрыва является убедительным аргументом в пользу значительной (если не определяющей) роли поглощающих включений в процессах ЛР прозрачных твердых тел в широкой области длительностей импульсов, включая фемтосекундный диапазон. Однако для однозначного решения вопроса о доминирующем механизме ЛР в области сверхкоротких импульсов необходимы дальнейшие исследования роли собственных механизмов поглощения лазерного излучения (ударной и многофотонной ионизации), для которых, как мы отметили выше, адекватной теории, применимой в области сверхкоротких импульсов, до сих пор не существует. Кроме того, явно недостаточно изученными остаются процессы лазерной абляции прозрачных твердых тел, доминирующие в области сверхкоротких импульсов. В частности, в литературе отсутствует четкое определение (как теоретическое, так и экспериментальное) порога абляции, не исследованы (и даже не сформулированы) ее физические механизмы.

5. Заключение

Представленный в данной статье анализ последних экспериментальных данных по ЛР прозрачных твердых тел в широком диапазоне длительностей импульсов, включая фемтосекундный, и их интерпретация на основе теоретических представлений о механизмах ЛР приводит к следующим выводам. До настоящего времени отсутствует четкое и однозначное определение (как экспериментальное, так и теоретическое) порога лазерной абляции – доминирующего процесса ЛР в области сверхкоротких импульсов. Применяемые разными экспериментальными группами методы определения и критерии порога абляции затрудняют сопоставление полученных результатов. Тем не менее некоторые важные закономер-

ности ЛР, наблюдаемые в различных диапазонах длительностей импульсов, удается убедительно интерпретировать на основе развитых теоретических представлений и моделей. Это, прежде всего, зависимость порога ЛР W_{th} от длительности импульса τ_p и изменение морфологии разрушения при вариации длительности импульсов. Показано, что зависимость $W_{th}(\tau_p)$ в широком диапазоне длительностей (от нано- до фемтосекундных) достаточно хорошо объясняется на основе механизма теплового взрыва поглощающих включений.

Изменение морфологии разрушения от трещинообразования к абляционному повреждению при изменении режима облучения длинными (наносекундными – пикосекундными) и сверхкороткими (фемтосекундными) импульсами убедительно объясняется в рамках модели термоупругого разрушения. Показано, что представленную в ряде работ интерпретацию указанных выше закономерностей (зависимость $W_{th}(\tau_p)$ и изменение морфологии ЛР) на основе механизма ударной ионизации нельзя признать адекватной. Хотя многие факты и их объяснение указывают на значительную (если не определяющую) роль поглощающих включений в ЛР в различных диапазонах длительностей, для решения вопроса об относительной роли собственных (ударная и многофотонная ионизация) и несобственных (иницированные поглощающими дефектами) механизмов ЛР в области сверхкоротких импульсов требуются дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования. В частности, необходимо развить теорию ударной ионизации, применимую в указанной области длительностей, и теорию лазерной абляции. Такие исследования важны как для фундаментальной физики взаимодействия лазерного излучения с прозрачными твердыми телами, так и для практических применений мощных сверхкоротких импульсов, например с целью дальнейшего развития техники мощных лазеров и прецизионной обработки материалов.

1. Stuart B.C., Feit M.D., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2248 (1995).
2. Du D., Liu X., Korn G., Squier J., Mourou G. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3071 (1994).
3. Mann K., Pfeifer G., Reisse G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1848**, 415 (1992).
4. Lenzner M. *Intern. J. Mod. Phys. B*, **13**, 1559 (1999).
5. Басов Н.Г., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **27**, 431 (1954).
6. Басов Н.Г., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **28**, 249 (1955).
7. Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **34**, 1658 (1958).
8. Маненков А.А., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **28**, 762 (1955).
9. Prokhorov A.M., Manenkov A.A. 'History, current status and outlook to the future of high-power solid state lasers'. In *High Power Lasers – Science and Engineering*. R. Kossowsky, et al. (Eds) (The Netherlands, Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996, p.585).
10. Зверев Г.М., Корниенко Л.С., Маненков А.А., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **34**, 1660 (1958).
11. Maiman T. *Nature*, **187**, 493 (1960).
12. Маненков А.А., Штейншлейгер В. *Ежегодник Большой Советской Энциклопедии*, вып. 21, 566 (1977).
13. Конюхов В.К., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 436 (1966).
14. Бубнов М.М., Бужинский И.М., Дианов Е.Н., Мамонов С.К., Михайлова Л.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **4** (16), 113 (1973).
15. Жариков Е.В., Осико В.В., Прохоров А.М., Щербаков И.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48** (7), 1330 (1984).
16. Осико В.В. В сб. *Лазерные материалы (избранные труды)* (М.: Наука, 2002).
17. Багдасаров Х.С., Жеков В.И., Лобачев В.А., Маненков А.А., Мурина Т.М., Прохоров А.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 1765 (1984).
18. Дышко А.Л., Луговой В.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 655 (1967).
19. Луговой В.Н., Прохоров А.М. *УФН*, **111**, 203 (1973).
20. Коробкин В.В., Прохоров А.М., Серов Р.В., Щелев М.Я. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 153 (1970).
21. Липатов Н.И., Маненков А.А., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 444 (1970).
22. Dianov E.M., Luchnikov A.V., Pilipetskii A.N., Prokhorov A.M. *Appl. Phys. B*, **54**, 175 (1992).
23. Dianov E.M., Prokhorov A.M. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **6** (6), 1022 (2000).
24. Мандельштам С.Л., Пашинин П.П., Прохоров А.М. и др. *ЖЭТФ*, **47**, 2003 (1964).
25. Маненков А.А., Прохоров А.М. *УФН*, **148**, 179 (1986).
26. Giulliano C.R. *Appl. Phys. Lett.*, **5**, 137 (1964).
27. Cullom G.H., Waynant R.W. *Appl. Opt.*, **3**, 989 (1964).
28. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М. и др. *ЖЭТФ*, **58**, 31 (1970).
29. Епифанов А.С., Маненков А.А., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **70**, 728 (1976).
30. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **59** (12), 72 (1995).
31. Колдунов М.Ф., Маненков А.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **63**, 786 (1999).
32. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **32**, 335 (2002).
33. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **32**, 623 (2002).
34. M.J.Soilean, W.E.Williams, et al. *Opt. Eng.*, **22**, 424 (1983).