

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

Исследование процессов инициирования лазерного нагрева дисперсной среды из прозрачного диэлектрика

В.В.Лисенков, В.В.Осипов, В.В.Платонов, Е.В.Тихонов

Проведены экспериментальные исследования формирования лазерного факела при воздействии излучения волоконного иттербиевого лазера с длиной волны 1.065 мкм на прессованные микропорошки из прозрачных диэлектрических материалов (MgF_2 , CaF_2 , SiO_2 , BaF_2 , $MgAl_2O_4$, Al_2O_3 , $Nd:Y_2O_3$, YSZ и TiO_2). Теоретически исследовано распространение излучения иттербиевого лазера в вышеуказанных мишенях. Показатели преломления исследуемых материалов находятся в диапазоне 1.38–2.48. В результате расчетов получено, что сочетание интерференции и рассеяния излучения в среде из микронных частиц приводит к усилению интенсивности в локальных участках на один-два порядка по сравнению с интенсивностью падающего излучения. Показано, что с ростом показателя преломления материала частиц это усиление возрастает. Предполагается, в подобных локальных максимумах запускаются как нелинейные механизмы поглощения лазерного излучения, способствующие забросу электронов в зону проводимости, так и процессы ударной ионизации, приводящие к лавинообразному росту концентрации электронов в этой зоне. В результате материал начинает нагреваться вплоть до абляции. Численно рассчитаны характерные времена указанного процесса для разных материалов. Результаты расчетов неплохо согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: лазерный факел, диэлектрик, электромагнитное поле, ударная ионизация, диффузия электронов, численное моделирование.

1. Введение

В конце прошлого столетия значительное внимание уделялось воздействию на материалы импульсов лазерного излучения различной мощности и длительности. Был выполнен большой объем исследовательской работы, результаты которой анализировались в многочисленных обзорах и монографиях (см., напр., [1]). В последнее время интерес исследователей в значительной мере сфокусирован на области воздействия на материалы ультракоротких импульсов лазерного излучения [2, 3]. В то же время для большого круга применений в технологии использование лазеров, как непрерывных, так и с длительными импульсами излучения, является существенно более эффективным. Однако в ряде случаев их использование наталкивается на определенные трудности. Это инициирует возникновение новых направлений исследований, обусловленных необходимостью решения появившихся проблем.

Одним из таких направлений является воздействие лазерного излучения на неоднородные (например, пористые) прозрачные материалы. Исследования в этой области имеют большое значение для понимания процессов, имеющих место в таких технологиях, как: лазерная резка тугоплавких керамик, создание 3D технологий для диэлектриков и полупроводников, лазерный синтез нанопорошков с малыми размерами частиц и т. д. Получение нанопорошка – необходимый этап для получения керамик,

характеризующихся высокой механической прочностью, отсутствием пор и высокой прозрачностью. Такие керамики нужны, например, для создания твердооксидных топливных элементов [4] и активных элементов твердотельных лазеров [5].

В последние годы в этом направлении выполнен ряд работ, в которых исследуются возможные причины разрушения прозрачных мишеней при сравнительно низких интенсивностях лазерного излучения [6, 7], а также указываются связи между показателем преломления и временем запаздывания появления лазерного факела и возможные причины формирования иглообразных образований на поверхности мишени при ее испарении излучением непрерывного иттербиевого волоконного лазера [8]. В то же время остаются неясными причины значительного увеличения (на три порядка) времени запаздывания появления лазерного факела, а также отсутствуют сведения о механизмах образования лазерного факела. Именно этим проблемам уделяется основное внимание в настоящей работе.

2. Экспериментальные исследования

2.1. Описание экспериментальной установки

В экспериментах по испарению различных веществ волоконным лазером ЛС-07Н (ООО «НТО ИРЭ-Полюс», Россия) использовался стенд, блок-схема которого показана на рис.1. Волоконный лазер 1 генерировал одиночные прямоугольные импульсы мощностью 720 Вт и длительностью от 120 мкс до 100 мс. Излучение направлялось нормально к поверхности мишени и фокусировалось кварцевой линзой (2) с фокусным расстоянием 400 мм, установленной в оптической головке лазера (9). Мишень (3) устанавливалась в середину перетяжки лазерного пуч-

В.В.Лисенков, В.В.Осипов, В.В.Платонов, Е.В.Тихонов. Институт электрофизики УрО РАН, Россия, 620016 Екатеринбург, ул. Амурдзена, 106; e-mail: lisenkov@ier.uran.ru, vvlsenkov@mail.ru

Поступила в редакцию 2 мая 2024 г., после доработки – 22 октября 2024 г.

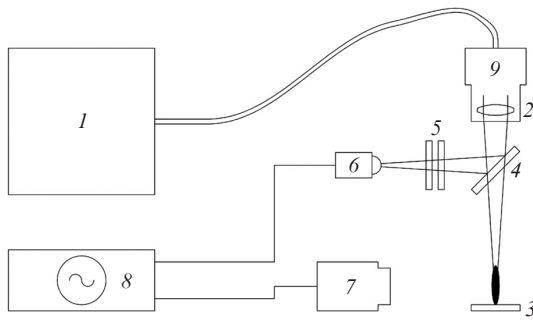


Рис.1. Блок-схема экспериментального стенда для исследования динамики свечения лазерного факела, возникающего при испарении мишени излучением волоконного иттербиевого лазера.

ка, при этом лазерное пятно имело круглую форму с диаметром 430 мкм. Распределение интенсивности в пятне имело форму, близкую к гауссовой, т.е. к основной моде TEM_{00} . Для измерения формы лазерного импульса часть лазерного пучка отражалась от непросветленной кварцевой пластины 4, и ослабленное светофильтрами 5 излучение направлялось на рип-фотодиод SFN2500FA 6. Свечение лазерного факела измерялась с помощью коаксиального фотоэлемента ФЭК-22-СПУ-М 7. Осциллограммы с рип-фотодиода и фотоэлемента регистрировались четырехканальным цифровым осциллографом АКИП-4126 8. С учетом потерь на отражение от кварцевой пластины мощность импульсов излучения на поверхности мишени составляла 670 Вт, а интенсивность излучения в пятне – 0.46 МВт/см².

В качестве материалов для исследования использовались оксидные и фторидные мишени, имеющие высокую прозрачность на длине волны $\lambda = 1.065$ нм и показатель преломления n , варьирующийся в широком диапазоне от материала к материалу: CaF_2 ($n = 1.43$), SiO_2 ($n = 1.45$), BaF_2 ($n = 1.47$), YbF_3 ($n = 1.54$), $MgAl_2O_4$ ($n = 1.7$), Al_2O_3 ($n = 1.76$), 1 мол.% Nd: Y_2O_3 ($n = 1.91$), YSZ ($n = 2.12$), TiO_2 ($n = 2.48$). Мишени изготавливались из микропорошков (либо их механической смеси) путем прессования и спекания в электропечи в воздушной атмосфере (в случае оксидов) или в аргоне (для фторидов). Мишени имели пористость около 50% и состояли из припеченных друг к другу микрочастиц размером 0.5–8 мкм. Функция распределения частиц порошка по размерам приведена ниже.

2.2. Результаты эксперимента по исследованию времени задержки появления лазерного факела

На рис.2 показана типичная осциллограмма интегрального свечения лазерного факела, возникающего при фокусировании импульсов излучения волоконного лазера с энергией 0.8–0.9 Дж на мишень из 1 мол. % Nd: Y_2O_3 .

Подробно подобные осциллограммы нами были описаны ранее [9] и указаны наиболее вероятные причины такой их динамики. Здесь мы отметим только, что на ней четко видна задержка между началом лазерного импульса и появлением лазерного факела. Подобные осциллограммы были получены для всех указанных выше материалов; причем для корректной статистики для каждого материала проводились измерения до десятков импульсов, при этом после каждого лазерного импульса мишень передвигалась.

На рис.3 приведены полученные в эксперименте времена задержки образования лазерного факела при испа-

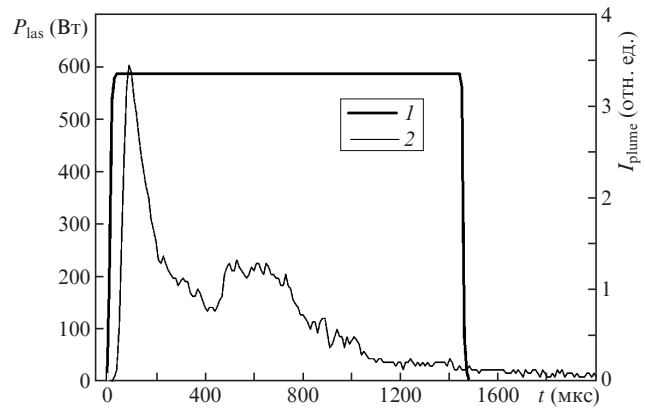


Рис.2. Осциллограммы интегрального свечения лазерного факела, возникающего при испарении волоконным лазером мишени из 1 мол.% Nd: Y_2O_3 : 1 – форма импульса излучения; 2 – свечение факела.

рению мишеней из прозрачных оксидов и фторидов с разным показателем преломления под действием излучения волоконного лазера с интенсивностью $I_{las} = 0.46$ МВт/см². Видно, что при испарении одного и того же материала задержка образования лазерного факела имеет значительный статистический разброс. Характер зависимости разброса от показателя преломления в целом ясен: при увеличении показателя преломления от $n = 1.43$ до $n = 1.54$ величина задержек резко снижается, а при дальнейшем увеличении изменяется уже не столь значительно. Минимальные задержки зарегистрированы для 1 мол.% Nd: Y_2O_3 с $n = 1.91$ (17–25 мкс) и TiO_2 с $n = 2.47$ (18–130 мкс). В случае YSZ, имеющего $n = 2.12$, наблюдается небольшая локальный максимум (31–262 мкс), причины возникновения которого до конца не ясны. При уменьшении показателя преломления до $n = 1.43$ (CaF_2) задержка увеличивается на 2–3 порядка (до 5–100 мс). Этот результат является необычным, если учесть теплофизические свойства указанных на рис.3 материалов. Например, температура и энтальпия кипения CaF_2 и BaF_2 заметно ниже, чем у Al_2O_3 [10], т.е. закипеть CaF_2 и BaF_2 должны

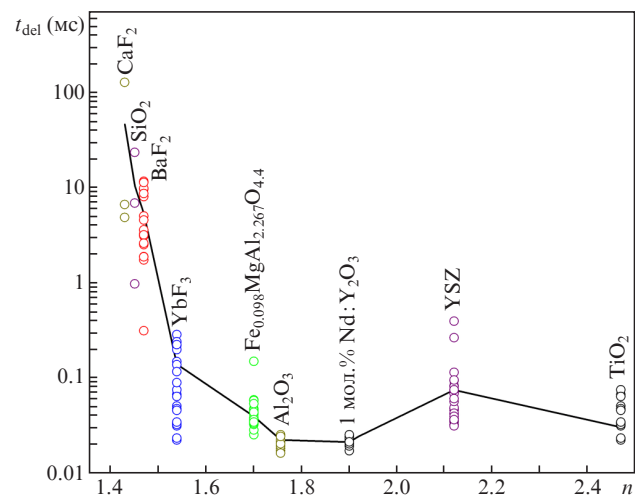


Рис.3. Экспериментальная зависимость задержки появления лазерного факела при испарении пористых мишеней из прозрачных оксидов и фторидов с различным показателем преломления n под действием излучения с $I_{las} = 0.46$ МВт/см² (сплошная кривая – зависимость усредненной задержки образования лазерного факела от n).

быстрее. Однако по измеренным временам задержки наблюдается обратная картина.

Кроме того, нужно учесть, что все указанные материалы в монокристаллическом состоянии прозрачны для излучения иттербиевого лазера ($\lambda = 1.065$ мкм), т.е. они имеют очень низкий показатель поглощения, зависящий в большинстве случаев от концентрации дефектов в том или ином кристаллическом образце. При этом пороговая плотность мощности излучения I лучевого разрушения таких монокристаллов при длительности импульсов более 10 мкс составляет 1–10 МВт/см² [11]. Тем не менее, как показали экспериментальные исследования, пористые мишени из этих материалов довольно хорошо испаряются при интенсивности излучения волоконного лазера на мишени существенно менее 1 МВт/см².

3. Теоретические исследования

Особенности лазерного испарения пористых мишеней из диэлектрических материалов требуют проведения теоретических исследований, позволяющих хотя бы на качественном уровне объяснить полученные экспериментальные данные. Первое, что следует сделать, – это детально исследовать структуру электромагнитного поля, создаваемого лазерным излучением в такой мишени. В частности, необходимо учесть дифракционные и интерференционные эффекты, которые могут возникнуть в подобных средах на уровне размеров частиц порошка. Для этого необходимо, прежде всего, определить распределение интенсивности электромагнитного поля в мишени из прессованного порошка.

3.1. Исследование структуры электромагнитного поля при взаимодействии лазерного излучения с прессованной мишенью

Для расчетов распределения электромагнитного поля в оптически неоднородных средах чаще всего используется уравнение Гельмгольца. В частности, подобные расчеты были проведены в работе [12], где изучалось прохождение лазерного излучения сквозь слой металлического порошка, содержащего сферические металлические частицы диаметром 1–12 мкм. Как показали результаты численного решения уравнения Гельмгольца, рассеяние света в таком порошке приводит к образованию множества локальных максимумов интенсивности излучения между частицами.

Мы также провели подобного рода исследования применительно к нашим экспериментальным условиям. Для этого нами численно решались волновые уравнения Гельмгольца для электрического и магнитного полей электромагнитной волны, распространяющейся через прозрачную порошковую диэлектрическую среду, состоящую из частиц с показателем преломления n_p и воздуха $n_{\text{air}} = 1$:

$$\Delta E + k_\lambda \varepsilon_{p,\text{air}} E = 0, \quad (1)$$

$$I = c\varepsilon_0 E^2/2, \quad (2)$$

где E – амплитуда напряженности электрического поля; $k_\lambda = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\varepsilon_{p,\text{air}}$ – диэлектрическая проницаемость частиц материала порошка или воздуха; I –

интенсивность электромагнитного излучения; c – скорость света в вакууме; ε_0 – электрическая постоянная. Для магнитного поля уравнение Гельмгольца записывается аналогичным образом. Подробно эта модель описана в работе [13]. Система уравнений решалась в программной среде COMSOL. В связи с тем, что показатель преломления воздуха принят равным единице, можно опустить у показателя преломления материала порошка индекс p , т.е. заменить n_p на n .

В качестве исследуемых материалов были выбраны MgF_2 ($n = 1.38$), CaF_2 (1.43), BaF_2 (1.47), SiO_2 (1.45), BeO (1.71), MgAl_2O_4 (1.70), Al_2O_3 (1.75), Y_2O_3 (1.90) и YSZ (2.12), TiO_2 (2.47) (показатели преломления даны для $\lambda = 1.065$ мкм), испаряемые ранее в экспериментах по наработке нанопорошка. Типичная функция распределения частиц мишени по размерам приведена на рис.4, кривая 2 [13]. Расчетная двумерная область заполнялась частичками материала мишени круглой формы диаметром 0.55–4.6 мкм случайным образом (их распределение показано на рис.4, кривая 1). Построенные распределения имеют нормально-логарифмический вид, при этом их максимумы практически совпадают и соответствуют размеру частиц 1.5–1.7 мкм. Плотность упаковки частиц в расчетной области составляла 55%, что соответствует относительной плотности мишеней, используемых в экспериментах. Необходимо отметить, что данная модель только качественно описывает реальную мишень из прессованного микропорошка, поскольку в реальных порошках и прессованных компактах частицы имеют скорее не круглую форму, а форму неправильных многогранников.

Расчеты проводились для излучения волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = 1.065$ мкм); для сравнения также были проведены расчеты для излучения полупроводникового лазера, $\lambda = 450$ нм. Распределения интенсивностей излучения этих лазеров в порошковой среде из Y_2O_3 представлены на рис.5. Направление плоского волнового фронта лазерного излучения, падающего на мишень, показано стрелками. На рис.5 частички материала мишени ограничены окружностями, вне которых находится воздух. В обоих случаях обращает на себя внимание тот факт, что в некоторых локальных участках расчетной области интенсивность рассеянного излучения значительно превышает интенсивность излучения, падающего на мишень. Условно назовем такие области с повышенной интенсивностью «локальными максимумами». Эти области

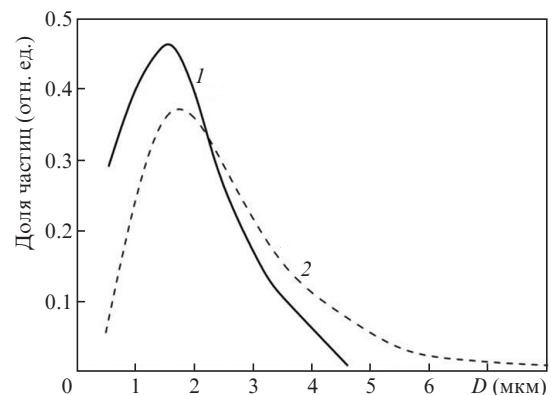


Рис.4. Функции распределения частиц порошка в модельной (1) и реальной (2) мишенях.

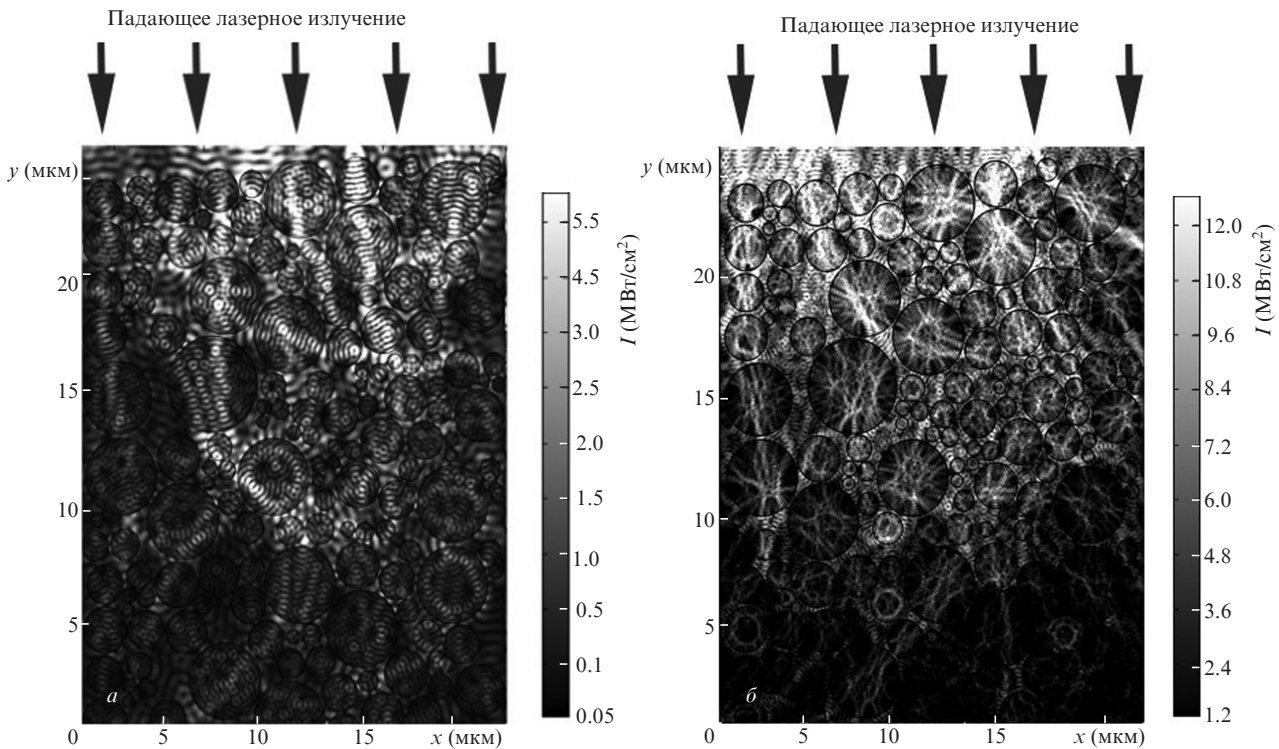


Рис.5. Распределения интенсивности излучения волоконного лазера ($\lambda = 1065$ нм) (а) и полупроводникового лазера ($\lambda = 450$ нм) (б), рассеянного в порошковой среде из Y_2O_3 . Интенсивность падающего излучения 0.46 МВт/см².

внешне напоминают резонансы Фано, хотя в нашем случае таковыми не являются. К сожалению, дать исчерпывающее объяснение причин возникновения локальных максимумов интенсивности весьма затруднительно. Система достаточно сложная для анализа, поэтому был выбран путь прямого численного моделирования с помощью уравнений Гельмгольца. Мы считаем, что причиной возникновения локальных максимумов является интерференция двух составляющих, на которые «распадается» лазерное излучение при его взаимодействии с частицами порошка. Появление одной из них вызвано рассеиванием излучения наружной поверхностью частиц, а появление другой – преломлением проходящего сквозь частицы излучения. Следует отметить, что столь большие значения интенсивностей в локальных максимумах возникают только, когда мишень состоит из частиц разного размера, расположенных в случайном порядке друг относительно друга. Проведенные нами тестовые расчеты для одиночной частицы и для частиц одинакового размера, расположенных в регулярном порядке, показали существенно более низкие значения интенсивностей в локальных максимумах. Поэтому, вероятнее всего, причиной появления таких высоких значений в локальных максимумах в расчетах (рис.5) является совпадение (суперпозиция) нескольких оптических резонансов в одной точке. Косвенно это подтверждается тем, что интенсивность в локальных максимумах в случае излучения полупроводникового лазера с меньшей длиной волны выше, чем в случае волоконного иттербиевого лазера.

Таким образом, можно предположить, что наличие ансамбля частиц создает условия для суперпозиции большего числа оптических резонансов, что обеспечивает появление в случае полупроводникового (синего) лазера локальных максимумов с более высокой интенсивностью

по сравнению с иттербиевым (инфракрасным) лазером. Кроме того, следует принять во внимание, что круглая форма диэлектрической частицы может обладать фокусирующими свойствами. Конечно, вследствие сходства размера диэлектрических частиц по порядку величины с длиной волны лазерного излучения такая частица не может рассматриваться как линза в геометрической оптике, тем не менее какая-то фокусировка все же, возможно, имеет место.

Очевидно, что излучение реального лазера имеет спектральную линию конечной (не нулевой) ширины. Поэтому была проведена серия расчетов, в которой исследовалась зависимость интенсивности электромагнитного излучения в самом сильном локальном максимуме от показателя преломления материала, построенная с варьированием длины волны в пределах ширины спектральной линии излучения. На рис.6 представлены результаты для волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = 1065 \pm 3.2$ нм) и синего полупроводникового лазера ($\lambda = 450 \pm 8.0$ нм). Интенсивность падающего излучения составила 0.46 МВт/см². Была сделана серия расчетов для всех рассмотренных материалов для нескольких значений длин волн в пределах указанной выше ширины спектральной линии. Каждая точка из вертикального ряда для каждого материала соответствует результату одного такого расчета из серии.

С ростом показателя преломления n материала частиц в целом увеличивается интенсивность излучения в локальных максимумах, в том числе в самом сильном. Увеличивается также разброс, в основном в сторону больших значений; причем для более короткой длины волны эти значения выше. Полученные данные позволили нам объяснить значительный разброс во времени задержки появления лазерного факела на мишени.

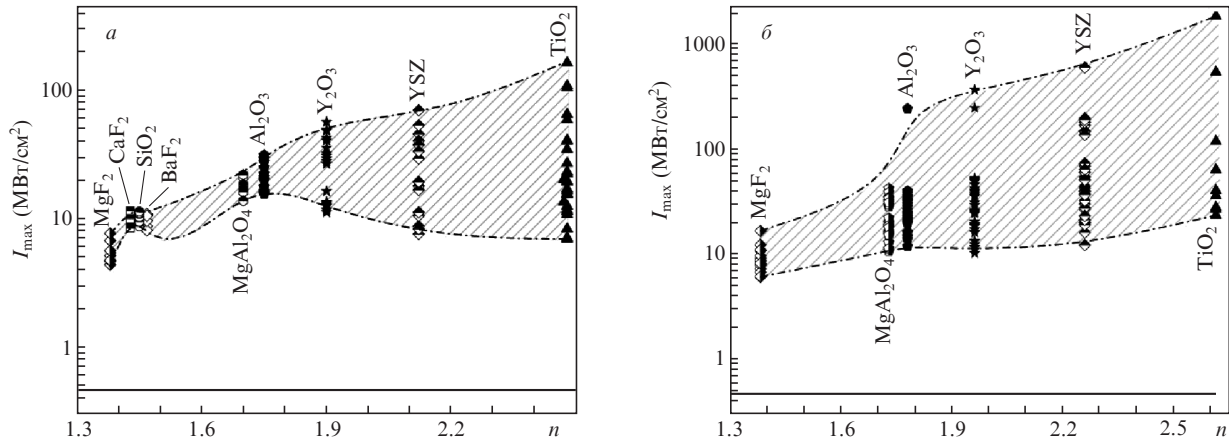


Рис.6. Зависимость разброса значений интенсивности излучения в наиболее сильном локальном максимуме от показателя преломления материала с учетом ширины спектральной линии для волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = 1065$ нм) (а) и синего полупроводникового лазера ($\lambda = 450$ нм) (б). Интенсивность падающего излучения 0.46 МВт/см².

3.2. Особенности механизма появления и размножения электронов в зоне проводимости, приводящие к образованию лазерного факела

Тот факт, что в наших экспериментах происходит лазерное испарение мишени из прессованного порошка материала, являющегося прозрачным для лазерного излучения при интенсивностях многократно ниже пороговых значений лазерного пробоя, позволяет сделать обоснованное предположение о том, что именно в локальных максимумах происходит перенос электронов в зону проводимости и дальнейший рост их концентрации. Нам представляется следующий механизм инициирования и формирования лавины в локальных максимумах. Первоначально «затравочные» электроны перебрасываются из валентной зоны в зону проводимости многофотонным поглощением. Поскольку порошок в мишени подвергался прессованию, то в нем образуются дефекты с уровнями в запрещенной зоне диэлектрика. Кроме того, на границе частичек порошка появляются уровни Тамма, также лежащие внутри запрещенной зоны. Все эти факторы способствуют реализации каскадного механизма перехода электронов в зону проводимости, что требует меньшего числа одновременно поглощаемых фотонов и, как следствие, меньшей интенсивности излучения. Далее под действием электрического поля электромагнитной волны происходит развитие электронной лавины в зоне проводимости, которая поглощает энергию лазерного излучения и переводит ее в тепло, что в конечном итоге приводит к нагреву и испарению мишени, т.е. образованию лазерного факела.

Общие вопросы и последние достижения в области моделирования лавинной ионизации прозрачных диэлектриков представлены в работах [14, 15] и многих других. Мы не будем подробно останавливаться на описании механизмов развития электронной лавины в диэлектриках, отметим только, что при достаточно высоких интенсивностях лазерного излучения потери энергии электроном при столкновении малы по сравнению с набором энергии в результате поглощения квантов лазерного излучения. В этом случае, согласно диффузионно-дрейфовой модели развития ионизации (т.е. перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости), частота ионизации ν_i пропорциональна интенсивности лазерного излучения I [16]. При меньших значениях интенсивности энергетичес-

кие потери электрона на фонах становятся сопоставимыми с набором энергии от лазерного излучения, и для частоты ионизации работает другое приближение [17]:

$$\nu_i \sim \exp(-I_0/I), \quad (3)$$

где I_0 – некоторое пороговое значение интенсивности лазерного излучения, зависящее от свойств диэлектрика.

Для того чтобы оценить влияние времени развития электронной лавины на время запаздывания появления лазерного факела, нами были проведены расчеты частоты ионизации для различных материалов и интенсивностей лазерного излучения. Для этого решалось кинетическое уравнение для концентрации электронов в зоне проводимости ($n_e(\mathcal{E}, t)$). Мы решили не использовать сложный квантовый подход [15, 18], а ограничиться кинетическим уравнением в диффузно-дрейфовом приближении [16, 17]:

$$\frac{\partial n_e(\mathcal{E}, t)}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial \mathcal{E}} = 0, \quad (4)$$

$$J = V_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})n_e(\mathcal{E}, t) - D_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})\frac{\partial n_e(\mathcal{E}, t)}{\partial \mathcal{E}}, \quad (5)$$

$$V_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}) = \frac{1}{3} \frac{e^2 \tau_k}{m^* (1 + \omega^2 \tau_k^2)} E^2 - \frac{\hbar \omega_{pn}}{\tau_{las}}, \quad (6)$$

$$D_{\mathcal{E}}(\mathcal{E}) = \frac{2}{3} \mathcal{E} \frac{e^2 \tau_k}{m^* (1 + \omega^2 \tau_k^2)} E^2, \quad (7)$$

где $V_{\mathcal{E}}$ и $D_{\mathcal{E}}$ – соответственно скорость дрейфа и коэффициент диффузии по энергетической оси \mathcal{E} ; E – напряженность электрического поля электромагнитной волны лазерного излучения, связанная с интенсивностью I формулой (2); ω и ω_{pn} – частоты электромагнитной волны и фононов соответственно; τ_k и τ_{las} – времена релаксации импульса и энергии соответственно; m^* – эффективная масса электрона. Формулы для расчета τ_k и τ_{las} взяты из [19, 20]. Частота фононов оценивалась по формуле

$$\omega_{pn} = v_s/a, \quad (8)$$

где v_s – скорость звука; a – постоянная решетки.

Для формулировки граничных условий было сделано предположение, что электроны в зоне проводимости, на-

бравшие достаточную для ионизации энергию, мгновенно отдают ее электрону из валентной зоны, и в результате они оба оказываются на дне зоны проводимости, т.е. справедливо следующее выражение:

$$J(E_{g0}, t) = 2J(E_{g0} + E_g, t), \quad (9)$$

где E_{g0} – энергия, соответствующая дну зоны проводимости; E_g – ширина запрещенной зоны.

В ходе решения кинетического уравнения реализуется такая ситуация, что через определенное время (для Y_2O_3 $t > 7$ нс) форма функции распределения устанавливается квазипостоянной, т.е. $n_e(\mathcal{E}, t)$ принимает вид

$$n_e(\mathcal{E}, t) \sim f(\mathcal{E}) \exp(v_i t), \quad (10)$$

где $f(\mathcal{E})$ – квазистационарное распределение по энергии; v_i – неизменная во времени частота ионизации.

На рис.7 приведены зависимости частоты ионизации от интенсивности излучения волоконного иттербиевого лазера для Y_2O_3 (кривая 1) и Al_2O_3 (кривая 2). Вертикальными линиями ограничены участки, соответствующие интервалам интенсивностей в локальных максимумах (см. рис.6,a). Видно, что асимптотика полученных решений качественно соответствует указанным выше зависимостям в пределах высокой и низкой интенсивностей излучения. Видно также, что для значений интенсивности лазерного излучения ниже 10 МВт/см² частота ионизации для обоих материалов резко падает в качественном соответствии с формулой (3). Такая ситуация приводит к тому, что в нашем случае ионизационное размножение электронов возможно только в локальных максимумах интенсивности. Далее электроны распространяются по частичке порошка за счет диффузии.

Для качественного понимания динамики электронов в частичке порошка диэлектрика нами была решена модельная задача, включавшая в себя одномерное уравнение диффузии электронов с ионизацией в сферических координатах:

$$\frac{\partial n_e(t, r)}{\partial t} = D_e \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial n_e(t, r)}{\partial r} \right) + v_i n_e(t, r), \quad (11)$$

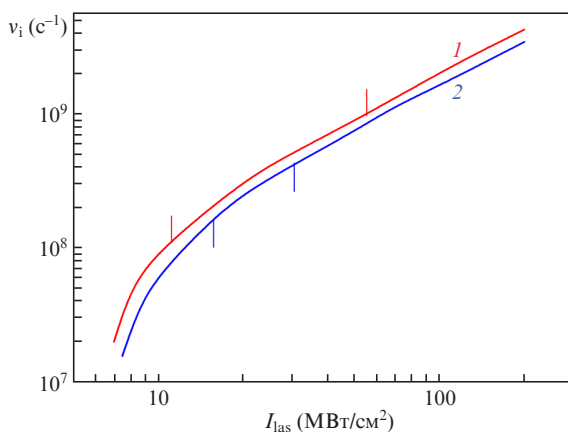


Рис.7. Зависимость частоты ионизации от интенсивности лазерного излучения для Y_2O_3 (1) и Al_2O_3 (2). Вертикальными линиями на кривых ограничены участки, соответствующие интервалам интенсивностей в локальных максимумах, приведенных на рис.6,a.

где $n_e(t, r)$ и D_e – концентрация и коэффициент диффузии электронов в зоне проводимости соответственно. Величина $n_e(t, r)$ представляет собой взятый в точке с координатой r интеграл по энергии от величины $n_e(\mathcal{E}, t)$, полученной из уравнения (4).

Источник ионизации с частотой $v_i = 4.7 \times 10^8$ с⁻¹ располагался в центральной области (радиусом 0.1 мкм) шара радиуса 1 мкм, характерного для частичек порошка прессованной мишени. Данная постановка является упрощением, поскольку согласно рис.4 локальные максимумы интенсивности электромагнитного излучения располагаются в районе поверхности таких частичек. Подобное упрощение позволило избежать сложного трехмерного решения и ограничиться более простым – одномерным, которое, как будет показано ниже, верно отражает физическую картину. Частота ионизации была вычислена в результате решения уравнения (3) для интенсивности электромагнитного излучения в локальном максимуме, равной 2.8×10^7 Вт/см², что соответствует примерно середине интервала на рис.6,a для Y_2O_3 . Коэффициент диффузии был приближенно оценен по следующей формуле:

$$D_e = v_e a = 1.5 \times 10^{-3} \text{ [м}^2/\text{с]}, \quad (12)$$

где v_e – тепловая скорость электрона; a – постоянная решетки.

Задача решалась для оксида иттрия. Результаты расчетов представлены на рис.8, где показана динамика распределения концентрации электронов в частичке порошка. Концентрация приведена в безразмерном виде, нормированная на начальную концентрацию электронов (n_{e0}) в центральной области (первые 0.1 мкм), в которой происходила ионизация. В остальном объеме частицы начальная концентрация равна нулю. Такое начальное условие основано на том, что первоначальная «заброска» электронов в зону проводимости осуществляется в области локального максимума интенсивности электромагнитного излучения, т.е. там же, где происходит дальнейшая ионизация.

Динамику концентрации электронов в частичке порошка можно условно разделить на два диапазона по времени. Первый – субнаносекундный, в котором из-за

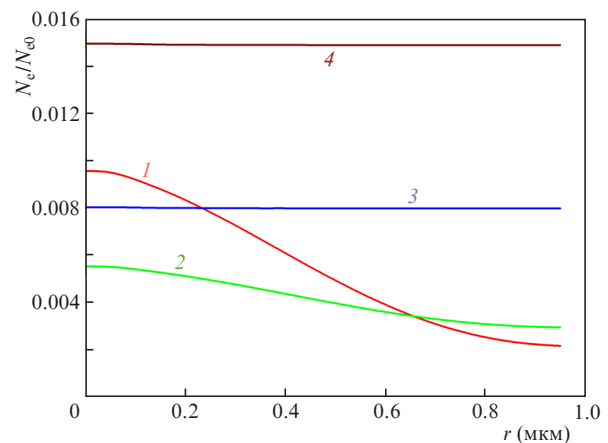


Рис.8. Распределения концентрации электронов в частичке порошка Y_2O_3 в различные моменты времени: 1 – 0.07 нс; 2 – 0.1 нс; 3 – 0.15 мкс; 4 – 0.3 мкс.

быстрой диффузии электроны равномерно распределяются по всему объему шара, и по этой причине максимальный уровень концентрации резко падает (рис.8, кривые 1, 2). Таким образом, электроны, родившиеся в результате ионизации в центре частички, быстро покидают ее центральную область, равномерно распределяясь по ее радиусу (кривые 1 и 2 показывают характерное время сохранения уровня концентрации электронов, достаточный для поддержания ионизации. Второй диапазон – субмикросекундный (рис.8, кривые 3 и 4), в котором происходит более медленный (по сравнению с частотой ионизации в локальном максимуме) рост концентрации электронов с равномерным ее распределением по всему объему. При этом размножение электронов происходит только в центральной области, а появившиеся электроны (и дырки) вследствие диффузии расходятся по всему объему частички. После времени ~ 0.1 мкс концентрация растет экспоненциально с инкрементом, примерно равным $0.004\nu_i$ (кривые 3, 4). Следует отметить, что указанное выше соотношение справедливо только для тех соотношений объема области локального максимума и объема частички порошка, для которых выполнен данный расчет. Если соотношение указанных выше объемов будет отличаться, то соотношение между инкрементом нарастания концентрации электронов в частичке порошка и обратным значением частоты ионизации в локальном максимуме будет другим. Таким образом, получается, что нагрев происходит сразу во всей частице порошка, где реализуется достаточно сильный локальный максимум интенсивности электромагнитного излучения.

Далее тепло будет передаваться на другие частички мишени, и, согласно ранее проделанным нами расчетам [6,9], вследствие положительной обратной связи между температурой и показателем поглощения лазерного излучения будет инициирована тепловая волна, направленная к поверхности мишени. После ее прохождения нагрев мишени будет уже однородным и приведет в дальнейшем к ее плавлению и испарению – важной составляющей процесса получения нанопорошка.

Естественно предположить, что значительные времена задержки появления лазерного факела для диэлектриков с невысоким показателем преломления обусловлены возросшим временем развития электронной лавины в частичке порошка. Для оценки этого времени общепринятым является критерий «40 поколений» [16]. На рис.9 приведены зависимости времени развития электронной лавины в частичке порошка, рассчитанные по вышеуказанному критерию, для некоторых диэлектриков. Квадраты ограничивают интервал значений, соответствующий интервалу интенсивностей в локальных максимумах на рис.6,а. Для сравнения на рис.9 показаны также значения экспериментально измеренного времени формирования лазерного факела для этих же веществ, приведенные на рис.3. Круги ограничивают диапазон разброса экспериментальных значений. Наблюдается неплохая корреляция между временем развития ионизации в диэлектрике и временем формирования лазерного факела. Отсутствие уменьшения времени формирования факела для Y_2O_3 объясняется значительным влиянием времени нагрева до температуры кипения, т.е. уже теплофизическими характеристиками материала. Следует отметить, что полного совпадения расчетных и экспериментальных данных достичь сложно, поскольку точно воспроизвести

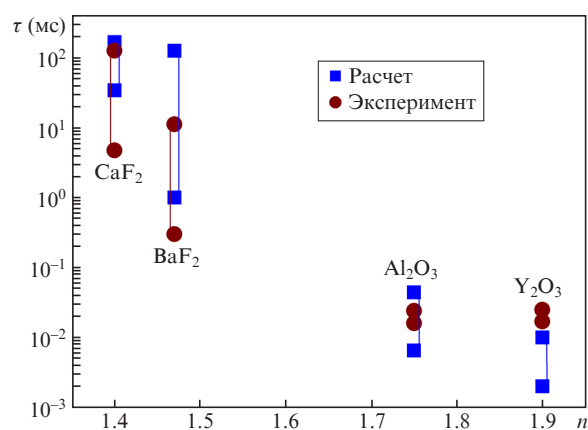


Рис.9. Зависимости расчетного времени развития лавины по критерию «40 поколений» в частичке порошка диэлектрика (квадраты) и времени формирования лазерного факела, измеренного экспериментально (кружки), от показателя преломления диэлектрика.

форму и расположение частичек порошка в реальной мишени не представляется возможным.

4. Заключение

Таким образом, проведенная серия численных расчетов раскрывает причины, почему именно порошковая структура мишени позволяет испарять лазерным излучением материалы, которые в виде монокристаллов являются для излучения прозрачными. При этом интенсивность лазерного излучения более чем на порядок ниже значений, при которых реализуется оптический пробой данных монокристаллических материалов. Показано, что для лазерного излучения с длиной волны 1.065 мкм сочетание рассеяния и интерференции излучения в среде из частиц диаметром в единицы микрометров приводит к возникновению локальных максимумов интенсивности электромагнитного излучения. Интенсивность излучения в них на один-два порядка больше по сравнению с интенсивностью падающего излучения, причем с ростом показателя преломления материала частиц эта разница возрастает. Установлено, что ионизационное размножение электронов, приводящее к поглощению лазерного излучения, возможно именно в таких локальных максимумах интенсивности. Показано, что разбросом интенсивностей излучения в локальных максимумах в пределах ширины линии лазерного излучения удается объяснить значительный разброс во временах формирования лазерного факела.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-20074 при финансовой поддержке со стороны Правительства Свердловской области.

1. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. *Взаимодействие лазерного излучения с металлами* (М.: Наука, 1988).
2. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Самохин А.А. *УФН*, **187**, 159 (2017) [*Phys. Usp.*, **60**, 149 (2017)].
3. Смирнов Н.А., Кудряшов С.И., Ионин А.А. *ЖЭТФ*, **162**, 55 (2022) [*JETP*, **135**, 44 (2022)].
4. Minh N.Q., Takahashi T. *Science and Technology of Ceramic Fuel Cells* (Amsterdam: Elsevier Science, 1995).
5. Ikesue A., Aung Y.L., Lupei A. *Ceramic Lasers* (Cambridge: Cambridge University Press, 2013).
6. Osipov V.V., Lisenkov V.V., Platonov V.V. *Appl. Phys. A*, **118**, 1133 (2015).

7. Осипов В.В., Евтушенко Г.С., Лисенков В.В., Платонов В.В., Подкин А.В., Тихонов Е.В., Тригуб М.В., Фёдоров К.В. *Квантовая электроника*, **46**, 821 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 821 (2016)].
8. Осипов В.В., Лисенков В.В., Платонов В.В., Орлов А.Н., Подкин А.В., Саввин И.А. *ЖТФ*, **84** (5), 97 (2014) [*Tech. Phys.*, **59** (5), 724 (2014)].
9. Осипов В.В., Лисенков В.В., Платонов В.В., Орлов А.Н., Подкин А.В., Саввин И.А. *ЖТФ*, **84** (5), 88 (2014) [*Tech. Phys.*, **59** (5), 716 (2014)].
10. *Физические величины: Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
11. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М., Хаимов-Мальков В.Я. *ЖЭТФ*, **58** (1), 31 (1970) [*JETP*, **31** (1), 18 (1970)].
12. Харанжевский Е.В., Костенков С.Н. *Вестник Удмуртского университета. Серия физика, химия*, № 3, 33 (2012).
13. Осипов В.В., Лисенков В.В., Платонов В.В., Тихонов Е.В. *Квантовая электроника*, **48** (3), 235 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (3), 235 (2018)].
14. Manenkov A.A. *Proc. SPIE*, **7132**, 713202 (2008).
15. Никифоров А.М., Епифанов А.С., Гарнов С.В. *ЖЭТФ*, **139**, 184 (2011) [*JETP*, **112**, 160 (2011)].
16. Молчанов А.Г. *ФТТ*, **12** (3), 954 (1970).
17. Sparks M., Mills D.L., Warren R., Holstein T., Maradudin A.A., Sham L.J., Loh E., King Jr., King D.F. *Phys. Rev. B*, **24** (6), 3519 (1981).
18. Мельников В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **9** (3), 204 (1969) [*JETP Lett.*, **9** (3), 120 (1969)].
19. Казлаускас П.А., Левинсон И.Б. *Литовский физический сборник*, **6** (1), 33 (1966).
20. Казлаускас П.А., Левинсон И.Б. *Литовский физический сборник*, **6** (2), 233 (1966).