

Численное исследование распространения лазерного излучения в порошковых средах

В.В. Лисенков[✉], В.В. Платонов, Е.В. Тихонов*

Институт электрофизики УрО РАН
620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

Поступила в редакцию 31.08.2023;
после доработки 02.10.2023;
принята к печати 25.01.2024

Теоретически исследовано распространение излучения волоконного итербиевого лазера с длиной волны 1,07 мкм в прессованных микропорошках из прозрачных полупроводниковых и диэлектрических материалов (ZnSe, MgF₂, CaF₂, SiO₂, BaF₂, MgAl₂O₄, Al₂O₃, Nd:Y₂O₃, YSZ и TiO₂), показатели преломления которых находятся в диапазоне 1,38–2,48. В результате расчетов установлено, что сочетание рассеяния и интерференции излучения в среде из частиц диаметром порядка нескольких микрон приводит к усилению интенсивности излучения в локальных участках среды на один-два порядка по сравнению с интенсивностью падающего излучения. Показано, что с ростом показателя преломления материала частиц это усиление возрастает. По нашему мнению, в подобных локальных максимумах запускаются как нелинейные механизмы поглощения лазерного излучения, приводящие к 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.

Ключевые слова: распространение излучения, уравнение Гельмгольца, ударная ионизация, диффузия электронов, уравнение Больцмана; radiation propagation, Helmholtz equation, impact ionization, electron diffusion, Boltzmann equation.

Введение

В 1970–1980-е гг. значительное внимание уделялось изучению воздействия на материалы лазерного излучения различной мощности и длительности импульса. Были выполнены обширные исследования, анализ которых приведен в многочисленных обзорах и книгах (например, в [1]). В последнее время фокус исследований в значительной мере сместился в область воздействия на материалы ультракоротких импульсов лазерного излучения [2, 3]. В связи с расширением круга применений лазеров для решения технологических проблем используются непрерывных лазеров или лазеров с длительностью импульса более 100 мкс является существенно более эффективным, однако в ряде случаев возникают специфические трудности, которые стимулируют развитие новых направлений исследований.

Одно из таких направлений – воздействие лазерного излучения на пористые прозрачные мате-

риалы. Исследования в этой области важны для понимания процессов, имеющих место при лазерной резке тугоплавких керамик, создания 3D-технологий для диэлектриков и полупроводников, лазерного синтеза нанопорошков с частицами малого размера и т.д. Последнее особенно важно при изготовлении керамик с высокой механической прочностью и беспористых высокопрозрачных керамик, например для твердооксидных топливных элементов [4], а также керамик, являющихся активными элементами твердотельных лазеров [5].

Перечислим особенности, проявляющиеся при воздействии лазерного излучения на мишени из пористого прозрачного материала:

– порог лазерного разрушения этих мишеней оказывается существенно ниже, чем прозрачных монокристаллов [6, 7];

– для пористых материалов, как показали результаты наших предыдущих исследований [8, 9], этот порог по введенной энергии зависит от показателя преломления. Данная зависимость, полученная нами для ряда оксидов и галогенидов (рис. 1), показывает тенденцию к уменьшению времени задержки появления лазерного факела с увеличением показателя преломления при постоянной мощности лазерного излучения.

* Василий Викторович Лисенков (lisenkov@iep.uran.ru); Вячеслав Владимирович Платонов (platonov@iep.uran.ru); Егор Владимирович Тихонов (tihnovegor1992@mail.ru).

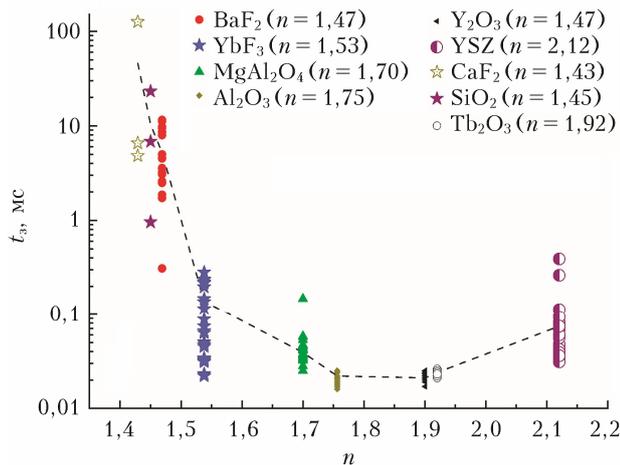


Рис. 1. Зависимость времени задержки t_3 появления лазерного факела от показателя преломления n для различных пористых материалов (из прессованного порошка) при интенсивности излучения волоконного лазера $I = 0,46 \text{ МВт/см}^2$ [9] (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.04>)

Цель настоящей работы — теоретическое исследование возможных причин появления вышеуказанных особенностей.

1. Структура электромагнитного поля при взаимодействии лазерного излучения с прессованной мишенью

1.1. Модель расчета структуры электромагнитного поля лазерного излучения

Для расчетов конфигурации электромагнитного поля в оптически неоднородных средах чаще всего используется уравнение Гельмгольца, хотя в обзоре [10] описаны и другие методы. Характерным примером расчета с помощью уравнения Гельмгольца является работа [11] (не включенная в обзор [10]), где изучалось прохождение лазерного излучения сквозь слой металлического порошка, содержащего сферические металлические частицы диаметром 1–12 мкм. Как показали результаты численного решения уравнения Гельмгольца, рассеивание 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 решалось уравнение Гельмгольца для электромагнитной волны, распространяющейся через прозрачную порошковую диэлектрическую среду, состоящую из частиц с показателем преломления n_p и воздуха с показателем преломления $n_{\text{air}} = 1$:

$$\Delta E + k_\lambda \epsilon_\lambda E = 0, \quad (1)$$

где E — амплитуда напряженности электрического поля; $k_\lambda = 2\pi/\lambda$ — волновое число; ϵ_λ — диэлектрическая проницаемость материала.

В качестве граничных условий задачи использовалось условие сохранения тангенциальной составляющей электрического поля на границе раздела двух сред с различными показателями преломления:

$$\mathbf{nE} = \mathbf{nE}_0, \quad (2)$$

где \mathbf{E}_0 и \mathbf{E} — векторы напряженности электрического поля до и после границы раздела двух сред; \mathbf{n} — вектор нормали к границе раздела. Кроме того, было положено, что границы расчетной области не отражают излучение и являются полностью прозрачными.

Соотношение между амплитудой напряженности электрического поля $E(x, y)$ и интенсивностью лазерного излучения I задавалось известной формулой для линейно-поляризованного излучения, в системе СИ имеющей вид

$$E = \sqrt{2I/c\epsilon_0}, \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме; ϵ_0 — электрическая постоянная. Подробно эта модель была описана в [8]. В качестве исследуемых материалов были выбраны MgF_2 ($n_p = 1,38$), CaF_2 ($n_p = 1,43$), BaF_2 ($n_p = 1,47$), SiO_2 ($n_p = 1,54$), MgAl_2O_4 ($n_p = 1,70$), Al_2O_3 ($n_p = 1,75$), Y_2O_3 ($n_p = 1,90$) и YSZ ($n_p = 2,12$), ZnSe ($n_p = 2,48$), используемые ранее в экспериментах по наработке нанопорошка. Все расчеты проводились для излучения волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = 1,07 \text{ мкм}$).

1.2. Результаты расчетов структуры электромагнитного поля в пористых материалах

На рис. 2 приведено распределение интенсивности излучения в порошковой среде из Y_2O_3 (а) и ZnSe (б) для того участка расчетной области, куда первоначально падает излучение волоконного лазера ($\lambda = 1,07 \text{ мкм}$). В обоих случаях обращает на себя внимание то, что в некоторых локальных участках расчетной области интенсивность рассеянного излучения значительно превышает интенсивность излучения, падающего на мишень. Условно назовем их «области максимума интенсивности». Возникновение таких областей обусловлено интерференцией двух составляющих лазерного излучения при его взаимодействии с частицами порошка. Появление одной из них вызвано рассеиванием излучения наружной поверхностью частиц, а другой — преломлением проходящего сквозь частицы излучения. Видно, что у ZnSe с более высоким показателем преломления ($n_p = 2,48$) интенсивность в локальных максимумах выше, а глубина проникновения излучения меньше, чем у Y_2O_3 с меньшим показателем преломления ($n_p = 1,90$). Такая тенденция характерна и для всех остальных исследованных веществ [8]. Похожее распределение наблюдалось в [12], однако там они обусловлены другими причинами.

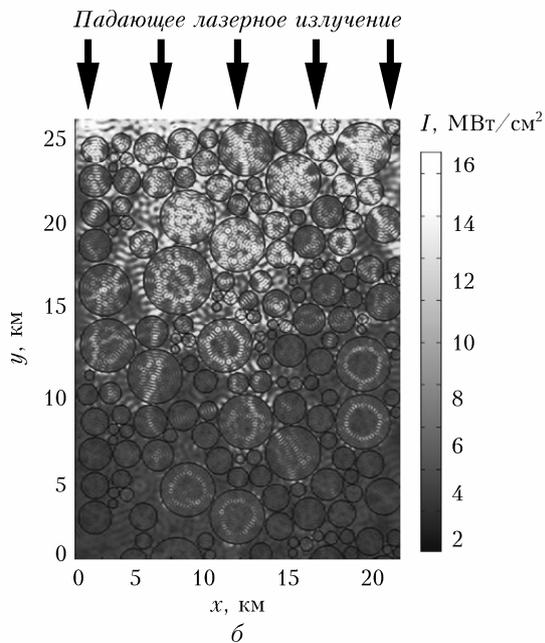
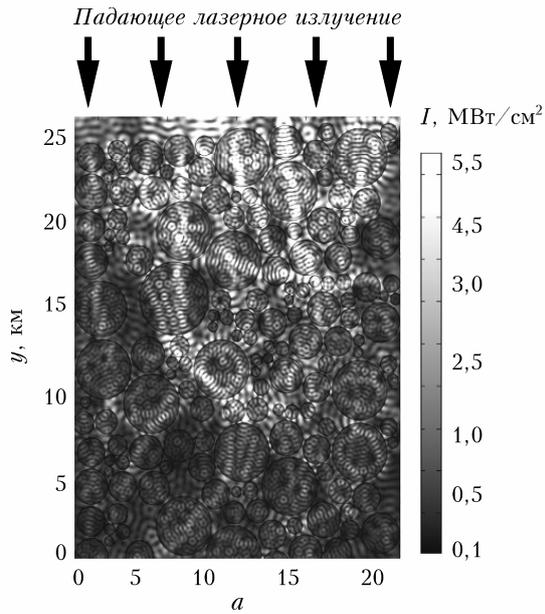


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения волоконного лазера в прессованном порошке из Y_2O_3 ($n_p = 1,90$) (а) и $ZnSe$ ($n_p = 2,48$) (б) при интенсивности падающего излучения $0,46 \text{ MW/cm}^2$

Нами была проведена серия расчетов, в которой исследовалась зависимость максимальной интенсивности от показателя преломления материала с учетом ширины спектральной линии излучения. На рис. 3 представлены результаты для волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = (1070 \pm 3,2) \text{ nm}$). Вертикальный ряд точек для каждого материала соответствует разным длинам волн в пределах указанной выше ширины спектральной линии. С ростом показателя преломления материала частиц n_p в целом увеличивается интенсивность излучения в местах ее максимальной концентрации, а также

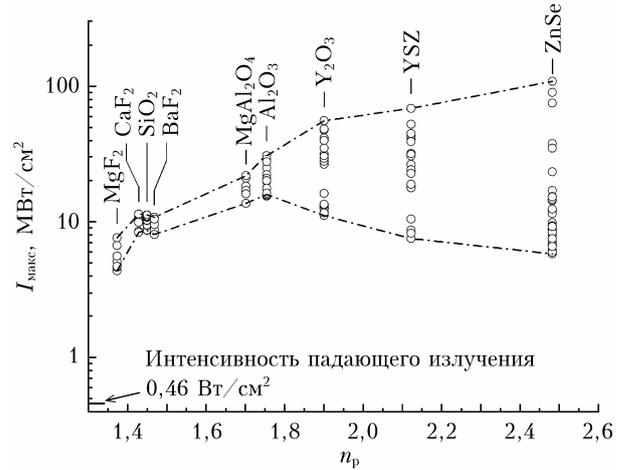


Рис. 3. Зависимость максимальной интенсивности излучения от показателя преломления материала с учетом ширины спектральной линии для волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = 1070 \pm 3,2 \text{ nm}$)

разброс интенсивности в основном в сторону больших значений.

2. Особенности механизма появления электронов в зоне проводимости диэлектрического пористого материала

В наших экспериментах происходит лазерное испарение мишени из прессованного порошка материала, являющегося прозрачным для лазерного излучения при интенсивностях многократно ниже пороговых значений лазерного пробоя. Это дает основание предположить, что именно в локальных максимумах происходят перенос электронов в зону проводимости и дальнейший рост их концентрации. Нам представляется следующий механизм инициирования и формирования лавины электронов в локальных максимумах (рис. 4). Первоначально «затравочные» электроны переводятся из валентной зоны в зону проводимости многофотонным поглощением. Поскольку порошок в мишени прессуется, то в нем образуются дефекты с уровнями в запрещенной зоне диэлектрика. Кроме того, вблизи поверхности частиц порошка появляются уровни Тамма,

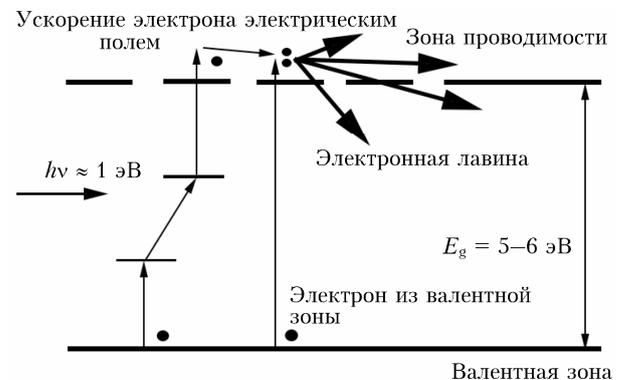


Рис. 4. Механизм инициирования нагрева прессованной мишени в области локального максимума интенсивности излучения

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.

Общие вопросы и последние достижения в области моделирования лавинной ионизации прозрачных диэлектриков представлены в работах [13, 14]. 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 [15]. При меньших значениях интенсивности энергетические потери электрона на фонах становятся сопоставимыми с набором энергии от лазерного излучения, и для частоты ионизации работает другое приближение [16]:

$$\nu_i \sim I^{-1} \exp(-I_{ip}/I), \quad (4)$$

где I_{ip} — некоторое пороговое значение интенсивности лазерного излучения, зависящее от свойств диэлектрика.

Мы провели расчеты частоты ионизации для различных материалов и интенсивностей лазерного излучения. Для этого решалось кинетическое уравнение для концентрации электронов в зоне проводимости $N_e(\epsilon, t)$ в диффузно-дрейфовом приближении [16]:

$$\frac{\partial N_e(\epsilon, t)}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial \epsilon} = 0, \quad (5)$$

$$J = V_\epsilon(\epsilon) N_e(\epsilon, t) - D_\epsilon(\epsilon) \frac{\partial N_e(\epsilon, t)}{\partial \epsilon}, \quad (6)$$

где

$$V_\epsilon(\epsilon) = \frac{1}{3} \frac{e^2 \tau_k}{m^* (1 + \omega^2 \tau_k^2)} E^2 - \frac{\hbar \omega_{ph}}{\tau_L} \quad (7)$$

— скорость дрейфа;

$$D_\epsilon(\epsilon) = \frac{2}{3} \epsilon \frac{e^2 \tau_k}{m^* (1 + \omega^2 \tau_k^2)} E^2 \quad (8)$$

— коэффициент диффузии по энергетической оси; ϵ — энергия электрона; ω и ω_{ph} — частоты электромагнитной волны и фононов соответственно; τ_k и τ_L — времена релаксации импульса и энергии соответственно; m^* — эффективная масса электрона.

Формулы для расчета τ_k и τ_L взяты из [17, 18]. Частота фононов оценивалась по формуле

$$\omega_{ph} = v_s/a, \quad (9)$$

где v_s — скорость звука; a — постоянная решетки.

Для формулировки граничных условий мы предположили, что электроны в зоне проводимости, набравшие энергию, достаточную для ионизации, мгновенно отдают ее электрону из валентной зоны, и в результате оба оказываются на дне зоны проводимости. То есть справедливо следующее выражение:

$$J(E_{g0}, t) = 2J(E_{g0} + E_g, t), \quad (10)$$

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

На рис. 5 приведена динамика изменения формы функции распределения электронов по энергии. В качестве примера был взят оксид алюминия Al_2O_3 . Для удобства функции в разные моменты времени t_x приведены в нормированном виде:

$$f(\epsilon) = \frac{N_e(\epsilon, t_x)}{\int_\epsilon N_e(\epsilon, t_x)}. \quad (11)$$

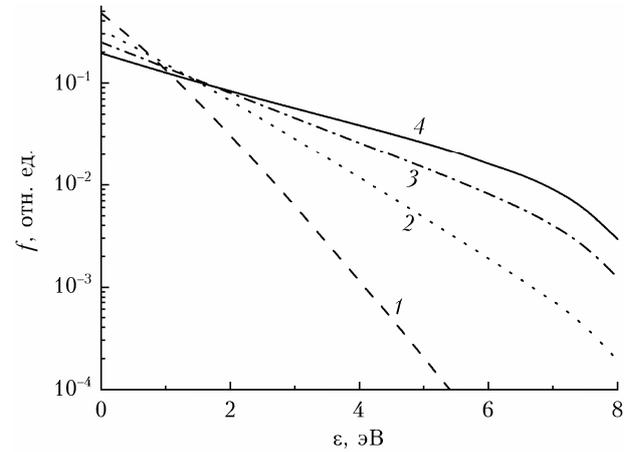


Рис. 5. Нормированная функция распределения электронов по энергии для Al_2O_3 в различные моменты времени: 1 — 0,4 нс; 2 — 1 нс; 3 — 2 нс; 4 — 10 нс. На оси энергии 0 соответствует дну зоны проводимости

В ходе решения кинетического уравнения через определенное время (для Al_2O_3 $t > 10$ нс) форма функции распределения устанавливается постоянной, т.е. для любого ϵ величина $N_e(\epsilon, t)$ растет экспоненциально со временем с одинаковым показателем экспоненты. Частоту ионизации в таких условиях можно вычислить по формуле

$$\nu_i = \ln \left(\frac{N_e(\epsilon, t_2)}{N_e(\epsilon, t_1)} \right) \frac{1}{t_2 - t_1}, \quad (12)$$

где t_1 и t_2 — моменты времени, в интервале между которыми форма функции распределения по энергии постоянна, т.е. для любого ϵ величина ν_i одинакова.

На рис. 6 для Al_2O_3 приведена зависимость частоты ионизации от интенсивности лазерного излучения. Вертикальными линиями на кривой ограничен участок, соответствующий интервалу интенсивностей в локальных максимумах, приведенному

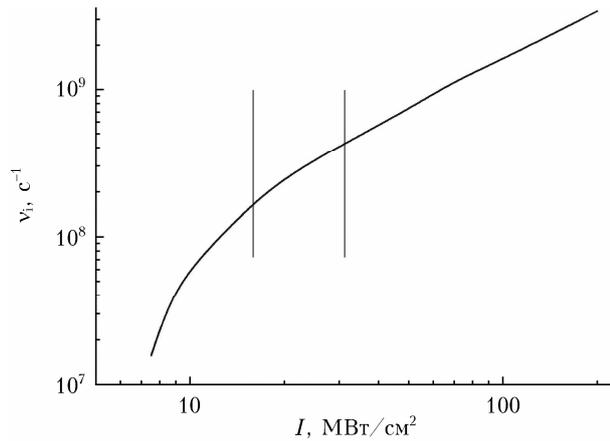


Рис. 6. Зависимость частоты ионизации от интенсивности лазерного излучения для Al_2O_3

на рис. 3. Видно, что при $I < 10 \text{ МВт/см}^2$ частота ионизации резко падает. Такая ситуация приводит к тому, что ионизационное размножение электронов возможно только в локальных максимумах интенсивности.

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

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = D_e \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial N_e}{\partial r} \right) + \nu_i N_e, \quad (13)$$

где D_e — коэффициент диффузии электронов в зоне проводимости; r — радиальная координата. Источник ионизации с частотой $\nu_i = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, соответствующий наибольшему значению локального максимума интенсивности для мишени из Al_2O_3 , располагался в центральной области радиусом $0,1 \text{ мкм}$ шара радиусом 1 мкм , характерного для частиц порошка прессованной мишени. Данная постановка является упрощением, поскольку, согласно рис. 2, локальные максимумы интенсивности электромагнитного излучения располагаются у поверхности таких частиц. Подобное упрощение позволило избежать сложного трехмерного решения и ограничиться более простым — одномерным, которое, как будет видно ниже, верно отражает физическую картину.

Коэффициент диффузии был приближенно оценен по формуле

$$D_e = v_e a = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}, \quad (14)$$

где v_e — тепловая скорость электрона.

Результаты расчетов для оксида алюминия представлены на рис. 7, где представлена динамика распределения концентрации электронов в частице порошка. Концентрация приведена в безразмерном виде и нормирована на начальную концентрацию электронов (N_0) в центральной области, в которой происходила ионизация. В остальном объеме частицы начальная концентрация равнялась нулю. Такое начальное условие основывается на том, что «заброска» электронов в зону проводимости, как

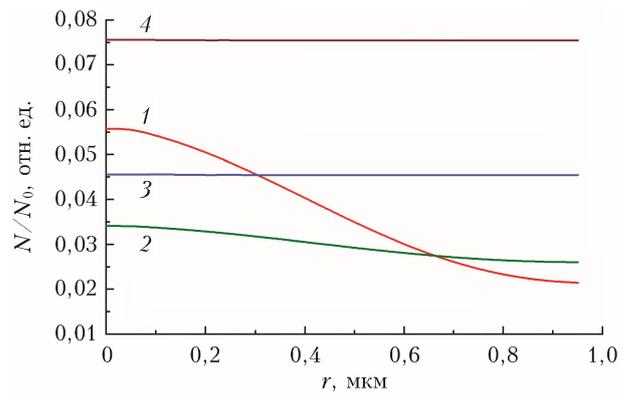


Рис. 7. Распределения концентрации электронов в частице порошка в различные моменты времени: 1 — $0,1 \text{ нс}$; 2 — $0,15 \text{ нс}$; 3 — $0,5 \text{ мкс}$; 4 — 1 мкс (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.04>)

было сказано выше, осуществляется в области локального максимума интенсивности электромагнитного излучения, т.е. там же, где происходит дальнейшая ионизация.

Из-за быстрой диффузии электроны равномерно распределяются по всему объему шара, и по этой причине максимальный уровень концентрации резко падает (кривые 1, 2). Далее происходит более медленный рост концентрации электронов с равномерным ее распределением по всему объему. После $\sim 0,1 \text{ мкс}$ концентрация растет экспоненциально с инкрементом $\approx 0,01\nu_i$. Таким образом, получается, что нагрев происходит сразу во всей частице порошка, где есть достаточно сильный локальный максимум интенсивности электромагнитного излучения.

Естественно предположить, что значительное время задержки появления лазерного факела для диэлектриков с невысоким показателем преломления обусловлено возросшим временем развития электронной лавины в частице порошка. На рис. 8 показана расчетная зависимость характерного времени

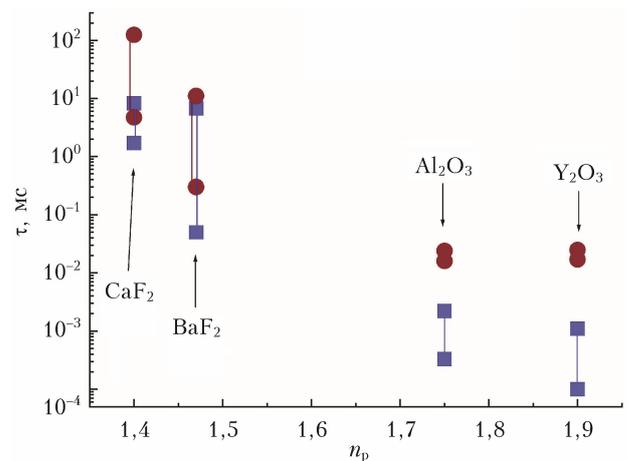


Рис. 8. Зависимости расчетного характерного времени ионизации в частице порошка диэлектрика (квадраты) и времени формирования лазерного факела, измеренного экспериментально (круги), от показателя преломления диэлектрика (см. цветной рисунок на сайте <http://iao.ru/ru/content/vol.37-2024/iss.04>)

развития электронной лавины в частице порошка ($1/(0,01v_i)$) для некоторых диэлектриков. Квадраты ограничивают интервал значений, соответствующий интервалу интенсивностей в локальных максимумах (см. рис. 3).

Для сравнения приведены значения экспериментально измеренного времени формирования лазерного факела для этих же веществ, взятые с рис. 1. 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.

Заключение

Таким образом, проведенная серия численных расчетов раскрывает причины, почему именно пористая структура позволяет испарять лазерным излучением материалы мишени, которые в виде монокристаллов являются прозрачными для излучения. Показано, что для лазерного излучения с длиной волны 1,07 мкм сочетание рассеяния и интерференции излучения в среде из частиц диаметром порядка нескольких микрон приводит к возникновению локальных максимумов интенсивности электромагнитного излучения. Интенсивность излучения в них на один-два порядка больше, чем падающего излучения. 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.

Список литературы

1. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами // М: Наука, 1988. 538 с.
2. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Самохин А.А. Абляция поверхности материалов под действием ультракоротких лазерных импульсов // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187, № 2. С. 159–172.
3. Смирнов Н.А., Кудряшов С.И., Ионин А.А. Роль протяженного филаментационного фокуса при абляции поверхности кремния в водной среде ультракороткими лазерными импульсами // ЖЭТФ. 2022. Т. 162, № 1. С. 55–59.

4. Minh N.Q., Takahashi T. Science and Technology of Ceramic Fuel Cells. Amsterdam: Elsevier, 1995. 366 p.
5. Ikesue A., Aung Y.L., Lupei A. Ceramic Lasers. Cambridge: Cambridge University press, 2013. 445 p.
6. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. Исследование объемного лазерного разрушения и рассеяние света в кристаллах и стеклах // Тр. ФИАН. 1978. Т. 101. С. 31–74.
7. Osipov V.V., Lisenkov V.V., Platonov V.V. Ablation of oxide materials and production of nanopowders by ytterbium fiber laser // Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc. 2015. V. 118. P. 1133–1144.
8. Осипов В.В., Лисенков В.В., Платонов В.В., Тихонов Е.В. Воздействие лазерного излучения на пористые прозрачные материалы при их абляции // Квант. электрон. 2018. Т. 48, № 3. С. 235–243.
9. Осипов В.В., Платонов В.В., Лисенков В.В., Тихонов Е.В. Получение нанопорошков тугоплавких оксидов с помощью CO_2 и волоконного иттербиевого лазера // Физика и химия обработки материалов. 2021. № 5. С. 5–21.
10. Трибельский М.И., Мирошниченко А.Е. Рассеяние электромагнитных волн малыми металлическими частицами: новый взгляд на старую проблему // Успехи физ. наук. 2022. Т. 192, № 1. С. 45–68.
11. Харанжевский Е.В., Костенков С.Н. 2D-моделирование переноса лазерного излучения в дисперсных металлических порошковых средах // Вестн. Удмуртского ун-та. Сер. физика, химия. 2012. Вып. 3. С. 33–43.
12. Pushkarev D.V., Lar'kin A.S., Mitina E.V., Zhidovtsev N.A., Uryupina D.S., Volkov R.V., Karpeev S.V., Khonina S.N., Karabutov A.A., Geints Yu.E., Kosareva O.G., Savel'ev A.B. Robust multifilament arrays in air by Dammann grating // Opt. Express. 2021. V. 29, N 21. P. 34189–34204.
13. Manenkov A.A. Fundamental mechanisms of laser-induced damage in optical materials: Understanding after a 40-years research // Proc. SPIE. 2008. V. 7132. P. 713202.
14. Никуфоров А.М., Епифанов А.С., Гарнов С.В. Разогрев неравновесных электронов лазерным излучением в твердых прозрачных диэлектриках // ЖЭТФ. 2011. Т. 139, вып. 1. С. 184–198.
15. Молчанов А.Г. Развитие лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках под действием импульса света // Физика твердого тела. 1970. Т. 12, № 3. С. 954–956.
16. Sparks M., Mills D.L., Warren R., Holstein T., Maradudin A.A., Sham L.J., Loh E., King Jr., King D.F. Theory of electron-avalanche breakdown in solids // Phys. Rev. B. 1981. V. 24, N 6. P. 3519–3536.
17. Казлаускас П.А., Левинсон И.Б. Релаксация импульса и энергии электрона в кристалле. I. Общие соотношения для пробного электрона // Литовский физический сборник. 1966. Т. 6, № 1. С. 33–44.
18. Казлаускас П.А., Левинсон И.Б. Релаксация импульса и энергии электрона в кристалле. II. Упругое рассеяние на фононах. Кинетическое уравнение // Литовский физический сборник. 1966. Т. 6, № 2. С. 233–243.

V.V. Lisenkov, V.V. Platonov, E.V. Tikhonov. Numerical study of laser radiation propagation in powder media.

Micropowders made of transparent semiconductor and dielectric materials ($ZnSe$, MgF_2 , CaF_2 , SiO_2 , BaF_2 , $MgAl_2O_4$, Al_2O_3 , $Nd:Y_2O_3$, YSZ , and TiO_2) are theoretically studied. The refractive indices of these materials are in the range $1.38 \div 2.48$. As a result of calculations, it is found that the combination of scattering and interference of radiation increases its intensity by one or two orders of magnitude compared to the intensity of the incident radiation in a medium of particles several microns diameter. It is shown that this enhancement increases with the refractive index of the particle material. In our opinion, both nonlinear mechanisms of laser radiation absorption and avalanche ionization lead to an increase in the electron concentration in such local maxima. As a result, the material begins to heat up to the point of ablation.