

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МАТЕРИАЛОВ В ПОЛУ-ОГРАНИЧЕННЫХ ОБРАЗЦАХ

¹И.Сархадов, ¹З.А.Шарипов, ¹З.К.Тухлиев, ²А.С.Халиль, ³Х.Гафуров

¹ *Лаборатория информационных технологий,*

Объединенный Институт Ядерных Исследований,

141980, ул. Жолио-Кюри 6, Дубна, Московская область, Россия

ibrohim@jinr.ru

² *Государственный университет, Дубна, Инженерно-физический институт ,*

³ *Худжандский государственный университет имени академика Бободжана Гафурова*



Аннотация

Моделирование лазерной абляции материалов можно проводить в рамках одномерного нестационарного уравнения теплопроводности в системе координат, связанной с движущимся фронтом испарения. Действие лазера на образец учитывается через функции источника в уравнении теплопроводности, задавая координатную и временную зависимости источника лазера. В предыдущих работах были проведены численное моделирование лазерной абляции материалов, возникающей под действием ультракоротких лазерных импульсов в полу-ограниченных образцах. Численные расчеты были проведены с применением метода конечных разностей. Полученные результаты согласовались с результатами работ других авторов

В настоящей работе проведено аналогичное численное исследование при непрерывном воздействии лазера постоянной интенсивности на образец. При этом нестационарное решение уравнения теплопроводности после некоторого времени переходит к его стационарному решению даже при учете температурной зависимости тепло-физических параметров материала образца, в то время, когда аналитическое решение можно получить только при предполо-

[Back](#)[Close](#)

жении независимости искомым параметров от температуры. Проведены сравнительный анализ полученных результатов с результатами аналитических решений. Динамики перехода к стационарному решению полученных аналитических решений выявляются только численным моделированием.

Введение

В последние годы импульсная лазерная абляция [1-3] (любой процесс лазерно-стимулированного удаления вещества, включая эмиссию электронов) различных материалов привлекает все больший интерес с точки зрения фундаментальных исследований процессов в веществе в экстремальных условиях сверхбыстрого подвода энергии: речь идет о построении новой физической теории, описывающей сильно нелинейные эффекты.

Для детального анализа процессов в эксперименте требуется измерять различные характеристики процессов абляции с пико- и фемтосекундным временным разрешением, что само по себе является достаточно сложной задачей. Поэтому задача математического моделирования физических явлений в этой области становится чрезвычайно актуальным.



Back

Close

Процесс испарения математически описывают в рамках краевой задачи теплопроводности для конденсированной среды в системе координат, связанной с подвижной межфазной границей твердое тело–пар или расплав–пар, на которой происходит испарение. Если не учитывать боковой отвод энергии лазерного излучения за счет теплопроводности, что справедливо при жестком условии $r_0 \gg \sqrt{a_T \tau}$, где τ –продолжительность воздействия лазерного луча на материал, a_T – температурапроводность, r_0 –радиус пятна нагрева, то задача о движении границы испарения может быть рассмотрена в рамках одномерной модели [3].

2. Постановка задачи

Численное моделирование лазерной абляции материалов в общем случае проводится на основе уравнения теплопроводности, написанном в движущейся системы координат, связанным с фронтом испарения с начальными и граничными условиями [2]:

$$C(T) \left[\frac{\partial T}{\partial t} - v_\varphi \frac{\partial T}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + A(z, t), \quad 0 < z < z_{max}, \quad (1)$$



Back

Close

$$T(z, 0) = T_0; 0 \leq z \leq z_{max}, \quad (2)$$

$$\lambda(T) \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = v_\varphi L_{ev} \rho; T(z_{max}, t) = T_0; h = \int_0^t v_\varphi dt, \quad (3)$$

$$C(T) = \rho(T)c(T), v_\varphi = v(T_s), T_s = T(0, t),$$

где $c(T)$, $\lambda(T)$, $\rho(T)$ —соответственно удельная теплоемкость, теплопроводность и плотность материала при температуре $T(z, t)$, $h(t)$ —глубина кратера на поверхности образца в момент времени t , z_m —максимальное расстояние, $v_\varphi(T_s)$ —скорость перемещения границы из-за испарения, L_{ev} —удельная теплота сублимации. Функция источника $A(z, t)$ имеет вид [2]

$$A(z, t) = f_1(z) I_0 f(t), f_1(z) = A_s \alpha e^{-\alpha z} e^{-\alpha_g h}, A_s = 1 - R(T_s). \quad (4)$$

Здесь I_0 —интенсивность лазера, $R(T_s)$ —коэффициент отражения лазера от поверхности образца, α , α_g —соответственно коэффициенты поглощения лазерного импульса в материале образца и в паре. Доза



Back

Close

облучения Φ , интенсивность источника I_0 и временная форма источника $f(t)$ связаны соотношением: $\Phi = I_0 \int_0^\infty f(t) dt$. Здесь функция источника имеет факторизованный вид, как и в работе [4], когда на материал действует не лазерный импульс, а импульсный пучок заряженных частиц. В общем случае теплоемкость, теплопроводность, плотность материала зависят от температуры.

Временную форму источника $f(t)$, температурную зависимость скорости перемещения границы из-за испарения $v_\varphi(T)$, удельную теплоемкость $c(T)$ и теплопроводность $\lambda(T)$ взяты для материала полиимида, как и в работе [2]:

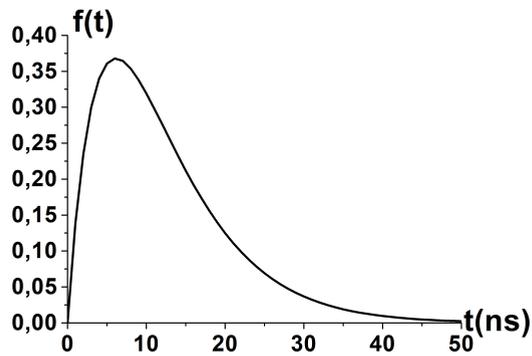
$$f(t) = (t/t_1) \exp(-t/t_1); \quad c(T) = 2550 - 1590 \cdot \exp[(300 - T)/460] \frac{J}{kgK},$$

$$\lambda(T) = 0,155 \cdot (T/300)^{0,28} \frac{W}{mK}, \quad v_\varphi = v_0 e^{-T_a/T_s}, \quad \Phi = I_0 t_1,$$

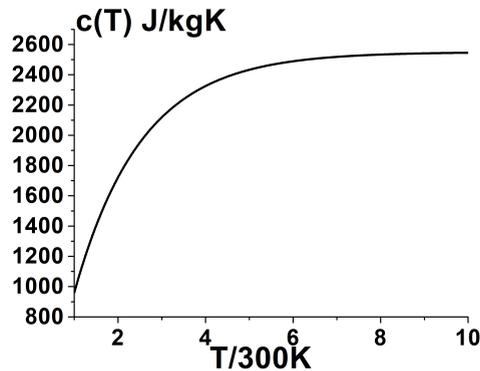
$$t_1 = 6,13 \text{ ns}, \quad v_0 = 3 \cdot 10^4 \text{ m/s}; \quad T_a = 15700 \text{ K}.$$

На рис.1 приведены графики этих зависимостей.

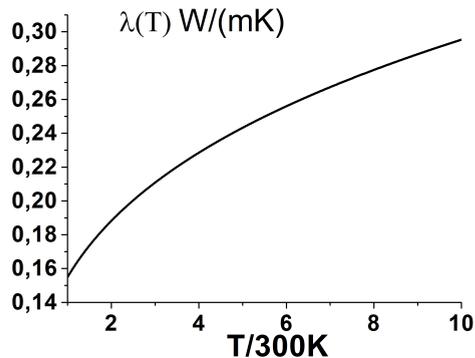




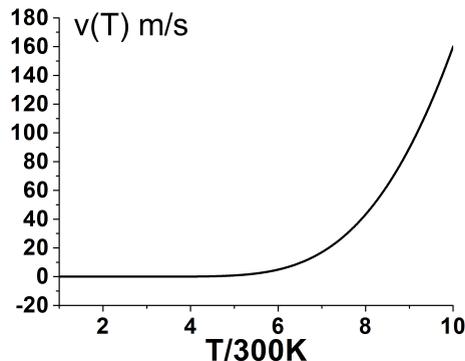
a)



b)



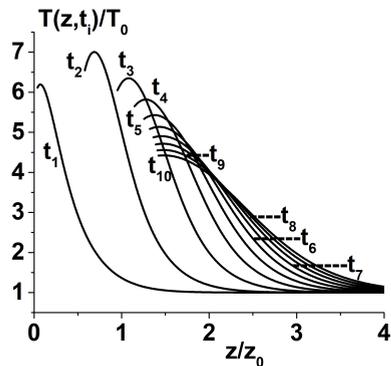
c)



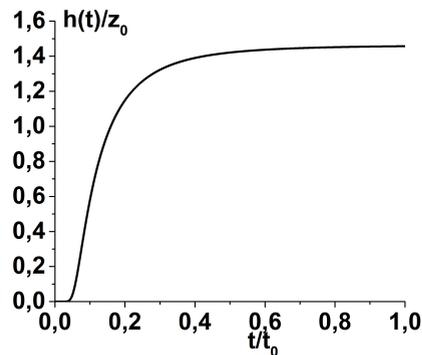
d)

Рис.1. Временная форма источника $f(t)$, температурная зависимость удельной теплоемкости $c(T)$, коэффициент теплопроводности $\lambda(T)$ и скорости перемещения границы $v_\varphi(T)$ из-за испарения.

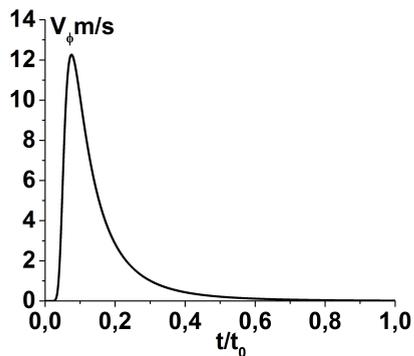




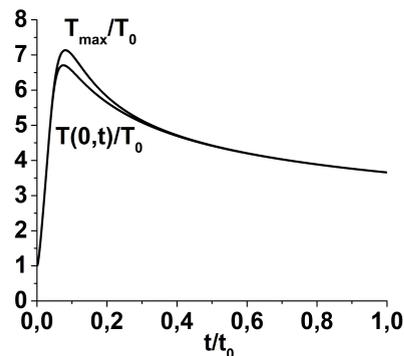
a)



b)



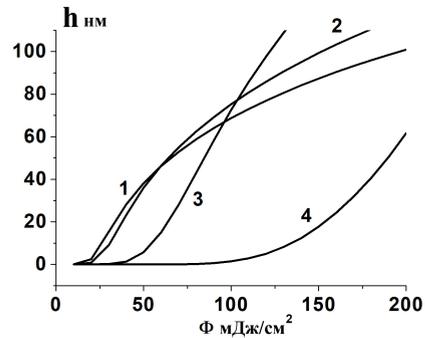
c)



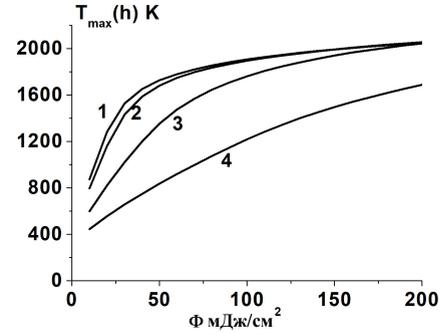
d)

Рис.2. Профили температуры образца полиимида при разных временах: $t_j = j \cdot 5 \text{ ns}$; $j = 1, 10$, динамики перемещения границы образца из-за испарения, скорости перемещения этой границы и температуры образца на движущей границе $x = h(t)$, при воздействии флюенса энергии $\Phi = 10^3 \text{ J/m}^2$.





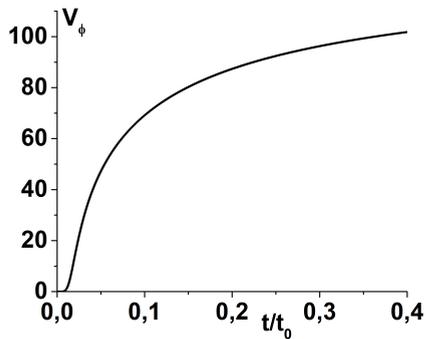
а)



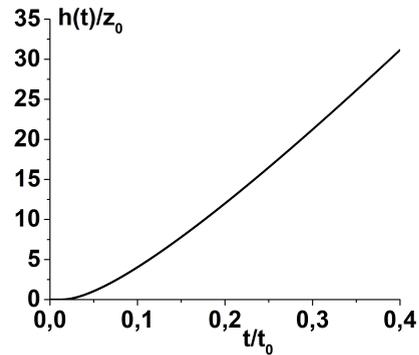
б)

Рис.3. Зависимости максимума температуры на поверхности образца $T_{max}(h(t), t)$ и глубина кратера $h(t)$ от доза облучения Φ для четырех вариантов значений A_s, α .

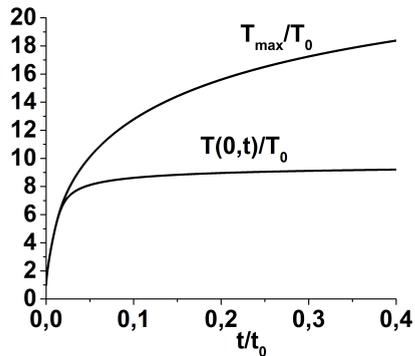




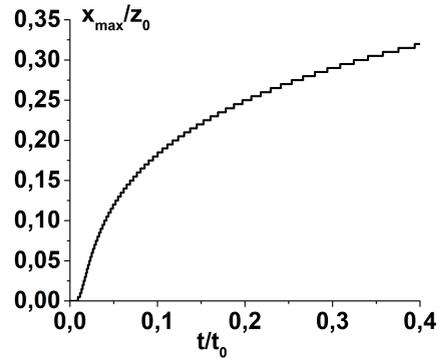
a)



b)



c)



d)

Рис.4. Временные зависимости скорости абляции, толщины слоя абляции, координаты максимума температуры внутри образца, температуры на поверхности и максимума температуры внутри образца при постоянной интенсивности лазера $I_0 = 10^{11}$ Вт/м².

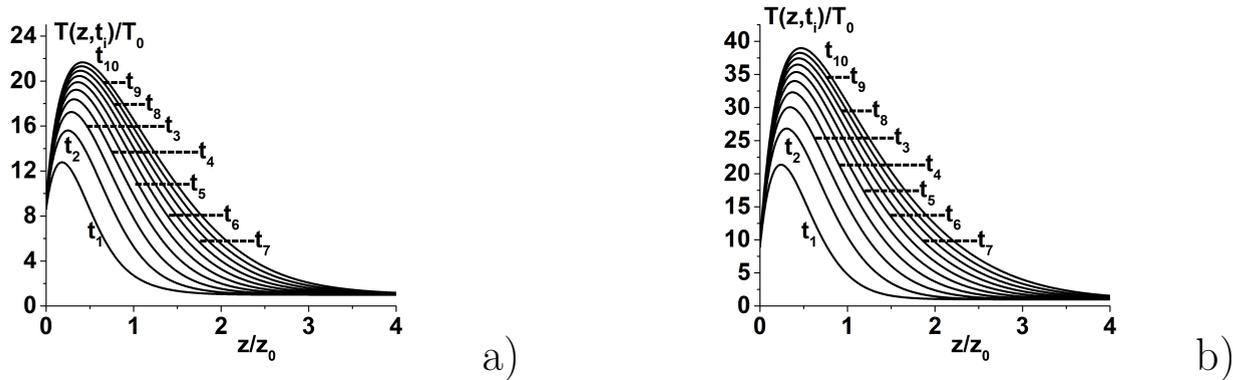
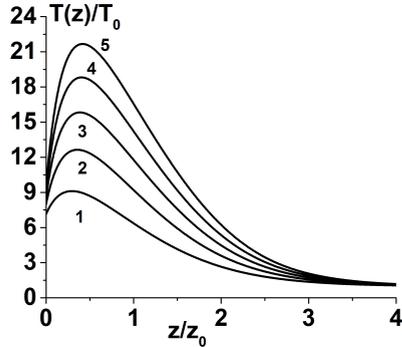
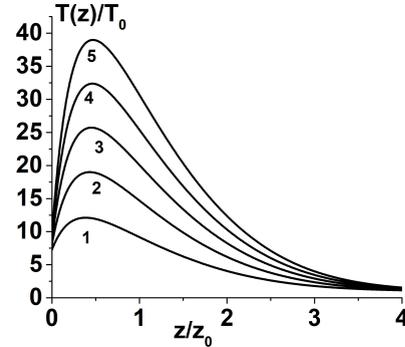


Рис.5. Динамика профилей температуры образца при воздействии на него лазерного излучения постоянной интенсивности $I_0 = 10^{11}$ Вт/м² при временах $t_j = 0.1 \cdot t_0 \cdot j$, $j = 1, 2, \dots, 10$ (рис.5а), с учетом (рис.5а) и без учета (рис. 5b) температурной зависимости тепло-физических параметров материала образца.





a)



b)

Рис.6. Динамика стационарных профилей температур при разных интенсивностях лазерного излучения $I_0 = k \cdot 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м², $k = 1, 2, \dots, 5$ с учетом (рис.6а) без учета (рис.6б) температурной зависимости тепло-физических параметров материала образца.

Обсуждение численных результатов

На рис.2 приведены профили температуры образца полиимида при разных временах: $t_j = j \cdot 5 \text{ ns}$; $j = 1, 10$, динамики перемещения границы образца из-за испарения, скорости перемещения этой границы и температуры образца на движущей границе $x = h(t)$, при воздействии флюенса энергии $\Phi = 10^3 \text{ J/m}^2$ с параметрами $A_s = 0.93$, $\alpha = 4.25 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ ($\alpha_g = 0.45\alpha$), $L_{ev} = 5 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$, $\rho = 1420 \text{ kg/m}^3$.

На рис.3 приведены зависимости максимума температуры на поверхности образца $T_{max}(h(t), t)$ и глубина кратера $h(t)$ от дозы излучения Φ для четырех вариантов значений параметров A_s и α : 1) $A_s = 0.93$, $\alpha = 4.25 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$; 2) $A_s = 0.88$, $\alpha = 3.1 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$; 3) $A_s = 0.89$, $\alpha = 10^7 \text{ m}^{-1}$; 4) $A_s = 0.9$, $\alpha = 0.32 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Интенсивность источника I_0 при этом меняется от $3 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ до $3 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$. Во всех графиках здесь и потом $T_0 = 300 \text{ K}$, $z_0 = 100 \text{ нм}$, $t_0 = 100 \text{ нс}$.

Полученные результаты согласуются с результатами работы [2].

Все эти результаты получены, когда временные формы источника выбирали в виде короткодействующими по времени. Если эту

функцию выбираем в виде $f(t) = 1$, и предполагаем $\alpha_g = 0$, то это означает, что на образец действует лазер постоянной интенсивности и затухание лазерного излучения в слое пара пренебрегается. Тогда численное моделирование показывает, что по истечению некоторого времени, наше нестационарное решение переходит к стационарному решению. Рис.4 подтверждает этому, в котором приведены временные зависимости скорости абляции, толщины слоя абляции, координаты максимума температуры внутри образца, температуры на поверхности и максимума температуры внутри образца при постоянной интенсивности лазера $I_0 = 10^{11}$ Вт/м². Как видно скорость абляции, температура на поверхности материала при больших временах почти не меняются. Это является признаком перехода к волновому стационарному решению задачи абляции.

На рисунке 5 приведены динамики профилей температуры образца при воздействии на него лазерного излучения постоянной интенсивности $I_0 = 10^{11}$ Вт/м² при временах $t_j = 0.1 \cdot t_0 \cdot j$, $j = 1, 2, \dots, 10$ и На рис. 6 получены динамика стационарных профилей температур при разных интенсивностях лазерного излучения $I_0 = k \cdot 2 \cdot 10^{10}$ Вт/м², $k = 1, 2, \dots, 5$ с учетом (рис. 6а) и без



Back

Close

учета(рис.6б) температурной зависимости тепло-физических параметров материала образца.

На рис. 6 каждому стационарному профилю соответствует своя температура на поверхности образца T_s , и скорости движения границ V_φ ($T_0 = 300 K$, нм). К этим интенсивностям соответствуют еще максимальные температуры внутри образца и их координаты: \bar{T}_{max} , \bar{z}_{max} . Из графика видно, что на границе $z = 0$ существует перегрев образца, т.е. температура внутри образца около границы выше чем на самой границе.

В таблицах 1, 2 приведены значения данных величин при разных интенсивностях источника соответствующими графику 6.

Таблица 1

I_0 Вт/м ²	$\bar{T}_s = T_s/T_0$	v_φ м/с	$\bar{T}_{max} = T_{max}/T_0$	$\bar{z}_{max} = z/z_0$
$2 \cdot 10^{10}$	7.147	19.82	9.10950	0.295
$4 \cdot 10^{10}$	8.005	43.445	12.639	0.36
$6 \cdot 10^{10}$	8.581	67.3569	15.8248	0.385
$8 \cdot 10^{10}$	9.0334	91.4364	18.8144	0.405
$10 \cdot 10^{10}$	9.4149	115.6312	21.6672	0.415



Back

Close

Таблица 2

I_0 Вт/м ²	$\bar{T}_s = T_s/T_0$	v_φ м/с	$\bar{T}_{max} = T_{max}/T_0$	$\bar{z}_{max} = z/z_0$
$2 \cdot 10^{10}$	7.2713	22.460	12.1117	0.385
$4 \cdot 10^{10}$	8.1005	46.923	19.0005	0.43
$6 \cdot 10^{10}$	8.665	71.465	25.7272	0.45
$8 \cdot 10^{10}$	9.1108	96.0457	32.3777	0.46
$10 \cdot 10^{10}$	9.4874	120.6494	38.983	0.47

Для получения решений стационарных волн лазерной абляции материалов в уравнениях (1)-(4) сделаем следующие упрощающие предположения:

$$f(t) = 1, \quad \alpha_g = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial t} = 0$$

В результате получим следующую нелинейную краевую задачу для распределения стационарной температуры $T(z)$:

$$C(T)v_\varphi \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + I_0 \alpha e^{-\alpha z} = 0, \quad (5)$$

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = v_{\varphi} L_{ev} \rho, \quad T(\infty) = T_0. \quad (6)$$

Данная нелинейная краевая задача не решается аналитически. Ее можно решить только численно, например, непрерывным аналогом метода Ньютона.

Заключение

При предположении постоянной интенсивности источника лазерного излучения и пренебрежения затухания его в слое пара материала, численным моделированием после решения нестационарной задачи уравнения теплопроводности для лазерной абляции материалов, получены стационарные волновые решения с учетом и без учета температурной зависимости тепло-физических параметров материала, которые качественно совпадают, но количественно сильно отличаются. Эти стационарные решения получаются при больших временах ($t = 100$ нс, когда нестационарные решения переходят к стационарным решениям).

Получения стационарных волн лазерной абляции материалов в полу-ограниченных образцах, можно привести к нелинейной краевой задаче для стационарной температуры образца с нелинейным



Back

Close

граничным условием на первой границе. Данная задача решается численно непрерывным аналогом метода Ньютона. Однако при этом, динамики переходов нестационарных решений к стационарным остаются в тени.



Back

Close

Список литературы

- [1] Фокин В.Б. Континуально-атоматическая модель и ее применение для численного расчета воздействия одиночного и двойного фемтосекундного лазерного импульса на металлы. Диссертация кандидата физико-математических наук, Москва-2017г.
- [2] Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. Избранные задачи теории лазерной абляции. УФН, 2002г., т. 172, №3, стр. 301-333.
- [3] Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика. /Под ре. В.И. Конова. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. –312с. – ISBN 978-5-9221-0934-5.
- [4] Амирханов И.В., Саркер Н.Р., Сархадов И. Численное моделирование лазерной абляции материалов. Discrete and Continuous Models and Applied Computational Science., ISSN:2658-4670,



Back

Close

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ



Back

Close