

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ ИМПУЛЬСОВ НА ПРОЦЕССЫ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

© 2007 г. М.Г. Лобок, В.И. Мажукин

Институт математического моделирования РАН, Москва.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты: № 04-01-00701, №06-07-89191)

На основе многофронтной задачи Стефана выполнен теоретический анализ влияния временной (прямоугольная, гауссовская, треугольная) формы лазерных импульсов на скорости нагрева, фазовых трансформаций и качества удаления материала. Моделирование показало, что качественные и количественные характеристики процессов, протекающих в облучаемой мишени, зависят от того, успевает ли система за время воздействия перейти в стационарное или квазистационарное состояние. В стационарных состояниях процесс удаления материала целиком контролируется удельной теплотой испарения, в то время как для сильно нестационарных режимов ведущую роль играют теплопроводность и теплоёмкость материалов. По этой причине при коротко импульсном воздействии ($\tau_L \leq 10^{-6}$ с) тепловой механизм приводит к удалению большего количества вещества у металлов с низкой теплопроводностью (титан). При длительных воздействиях ($\tau_L \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ с), когда в системе устанавливается стационарное (или квазистационарное) состояние, количество удалённого вещества зависит от величины удельной теплоты испарения и не зависит от теплопроводности материала. У меди, металла с высокой теплопроводностью, и меньшей чем у титана теплотой испарения, в квазистационарных режимах количество испарённого вещества оказывается больше.

PULSE TIME PROFILE INFLUENCE ON LASER PROCESSING

M.G. Lobok, V.I. Mazhukin

Institute of Mathematical Modeling of RAS, 4a Miusskaya sqr., 125047 Moscow, Russia

Theoretical analysis of laser pulse time shape influence on speed of heating process, phase transformations and material removal, was made based on multi-front Stefan problem. Modeling revealed that quantitative and qualitative characteristics of the processes, that take place in radiated surface, depending on whether the system switches to quasi-steady or steady state during the pulse duration. In steady state material removal is controlled by specific heat of evaporation, in the same time, for highly non steady states leading role has thermal conductivity and capacity. For that reason during short pulse interactions ($\tau_L \leq 10^{-6}$ s) thermal mechanism leads to intensive removal of metals with low thermal conductivity (titan). During long interactions ($\tau_L \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ s), when the system goes to steady (or quasi-steady) state, the amount of removed media depends on the specific heat of evaporation and does not depend on thermal conductivity of the material. Copper, that has high thermal conductivity metal, and with specific heat of evaporation lesser than titan's, mass removal during quasi-steady processes is higher.

I. Введение

Большинство технологических операций лазерной обработки материалов связано с началом фазовых превращений I-го рода: плавления-затвердевания и испарения-конденсации. Соот-

ношение глубин расплава и испарённого слоя играет важную роль, определяя качество таких технологических операций как лазерное сверление, резка и сварка. В этих операциях размеры расплавленной зоны и качество отверстия зависят, как от режима воздействия, определяемого длиной волны, длительностью импульса и пространственно-временным распределением интенсивности в импульсе, так и от теплофизических и оптических свойств обрабатываемого материала [1]. При разработке конкретного технологического приложения влияние каждого из факторов должно быть исследовано и охарактеризовано. Определение их роли связано с моделированием пространственно-временных распределений температурных полей и динамики фазовых переходов. Для этих целей использовался ряд математических моделей [2]–[4], часть которых допускает аналитические решения [5], [6], но подавляющее большинство решается численно [7].

Моделирование воздействия лазерных импульсов различной временной формы миллисекундной длительности ($\tau=2,5-7,5$)мс с интенсивностью $G_{\max}(t)=(0,45-1,05)$ Мвт/см² на сталь, выполненное авторами [8], показало, что наибольшие глубины проплава и испарения достигаются для импульсов с треугольной временной формой. Несколько меньшая эффективность отмечалась для импульсов с гауссовским временным профилем. Наименее эффективными оказались прямоугольные импульсы. Механизмы полученных эффектов авторами не обсуждались.

Другие аспекты этой проблемы рассматривались в [9],[10]. В работе [10] на примере обработки стальной мишени лазерными импульсами длительностью $\tau=10^{-6}-10^{-2}$ с и интенсивностью $G_{\max}(t)=3 \cdot 10^4-10^7$ вт/см² сравнивалось воздействие прямоугольных и гауссовских временных профилей. Моделирование подтвердило результаты работы [8] о достижении больших глубин расплава для гауссовских импульсов в области высоких интенсивностей $G_{\max}(t)=10^6-10^7$ Вт/см² и больших длительностей $\tau=10^{-3}-10^{-2}$ с. Эффект наработки большей толщины жидкой фазы для гауссовских импульсов связывался с нестационарным характером взаимодействия фазовых фронтов - плавления и испарения, проявляющийся в двугорбой временной зависимости скорости распространения фронта плавления $v_{st}(t)$. Однако в области малых интенсивностей и малых длительностей воздействия $[G_{\max}(t) \cap \tau_L] < \{[(10^6 \div 10^5) \text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}] \cap [(10^{-5} \div 10^{-3}) \text{с}]\}$ процесс плавления более эффективно протекал при воздействии прямоугольных импульсов. Нестационарный эффект взаимодействия фазовых фронтов при этих значениях G и τ исчезал.

Полученные результаты свидетельствуют о значительной роли нестационарных эффектов в процессе лазерной обработки. В [11] обращалось внимание на существенные различия математического описания процесса испарения в стационарном и нестационарном режимах. До настоящего времени ряд важных моментов, связанных с динамикой фазовых переходов, остался невыясненным.

Таким образом, несмотря на большое число публикаций по отдельным вопросам лазерного воздействия проявление нестационарных эффектов изучено не достаточно полно. В частности отсутствуют данные последовательного сопоставления экспериментальных и теоретических результатов для различных материалов.

Целью данной работы является исследование методами математического моделирования проявления нестационарных эффектов в широком диапазоне длительности и интенсивности лазерных импульсов в металлах с сильно различающимися теплофизическими характеристиками меди и титане.

II. Постановка задачи

Математическое описание процессов лазерного нагрева, плавления и испарения металлов производится в рамках совмещенного варианта задачи Стефана [4], объединяющего классическую и однофазную постановки. Математическая модель совмещенного варианта представляет собой краевую задачу для уравнения теплопроводности с двумя подвижными фазовыми границами $\Gamma_{sl}(t)$ и $\Gamma_{lv}(t)$, которые соответствуют поверхностям раздела фаз. Положение фазовых границ заранее неизвестно и их определение производится по ходу решения с помощью соответствующих граничных условий. Лазерное излучение распространяется справа налево, падает на поверхность мишени и частично ею поглощается. Выделение энергии лазерного излучения предполагается поверхностным. Задача формулируется в следующем виде:

$$\left[\frac{\partial H(T)}{\partial t} = -\frac{\partial W}{\partial x} \right]_k, \quad W = -\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad H(T) = \rho C_p(T), \quad k = s, l, \quad (1)$$

$$x_0 < x < \Gamma_{sl}(t) \cup \Gamma_{sl}(t) < x < \Gamma_{lv}(t), \quad t > 0,$$

где x, t – пространственная и временная переменные, T – температура, W – тепловой поток, $H(T)$, $C_p(T)$, $\lambda(T)$ – энтальпия, теплоемкость и теплопроводность конденсированной среды, $k = s, l, v$ – индексы, означающие принадлежность величин к твердой, жидкой и газовой фазам соответственно.

$$\text{Начальные условия } t = 0: \quad T(x, 0) = T_0.$$

Граничные условия.

Левая граница мишени полагалась теплоизолированной

$$x = x_0: \quad W = 0. \quad (2)$$

На границе раздела фаз твердая – жидкая $x = \Gamma_{sl}$ в классическом варианте задачи Стефана предполагается выполнение эмпирического условия равенства температуры раздела фаз T_{sl} равновесной температуре плавления T_m и, так называемого, дифференциального условия:

$$x = \Gamma_{sl}(t): \quad W_{sl} = W_l - W_s = L_m \rho_s v_{sl}, \quad (3)$$

$$T_s = T_l = T_m. \quad (4)$$

Процесс развитого испарения обычно описывается в рамках однофазного варианта задачи Стефана [4], в котором температура плоского фронта перехода T_{kv} слабо (логарифмически) зависит от скорости фронта v_{kv} [12]. Полная формулировка граничных условий на испаряющейся поверхности производится в приближении Кнудсеновского слоя, в котором помимо трёх законов сохранения

$$\begin{aligned} x = \Gamma_{kv}(t): \quad W_{kv} &= L_v \rho_k v_{kv} - G_{sur} + \sigma T_{kv}^4, \\ \rho_k v_{kv} &= \rho_v (v_{kv} - u), \\ P_{sur} + \rho_k v_{kv}^2 &= P_v + \rho_v (v_{kv} - u)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

используются два дополнительных кинетических условия

$$T_v = T_v(T_{kv}, M), \quad M = u / u_s$$

$$\rho_v = \rho_v(\rho_H, M), \quad (6)$$

где $M = u/u_s$, $u_s = (\gamma RT_v)^{1/2}$, $G_{sur} = A(T_{kv})G$. Число Маха M в общем случае определяется из решения уравнений газовой динамики [13]. При $M = 1$ [14], [15]

$$T_v = C_1 * T_{kv}, \quad \rho_v = C_2 * \rho_H, \quad C_1 = 0.633, \quad C_2 = 0.326,$$

$$\text{где } \rho_H = \frac{P_H}{RT_{kv}}, \quad P_H = p_b \exp\left[\frac{L_v}{RT_b}\left(1 - \frac{T_b}{T_{kv}}\right)\right].$$

III. Теплофизические и оптические характеристики и параметры

Поглощательная способность металлической поверхности полагалась независимой от температуры и равнялась $A=0.1$, что примерно соответствует поглощению лазерного излучения с длиной волны $\lambda_\ell \approx 1.06$ мкм.

Температурные зависимости плотности $\rho(T)$ и коэффициентов теплоемкости $C_p(T)$ и теплопроводности $\lambda(T)$ меди и титана, используемые в расчётах, брались из справочных данных [16]–[20]. Отметим, что теплофизические характеристики обоих металлов претерпевают разрыв при переходе через значение равновесной температуры плавления, (см. табл.1) кроме того, поведение теплофизических характеристик рассматриваемых материалов сильно меняется с ростом температуры.

Согласно табл.1, наибольшие отличия у рассматриваемых материалов имеются по теплопроводности, примерно в 10 раз теплопроводность меди превышает теплопроводность титана, и по удельной теплоте испарения, где величина L_v титана почти в 3 раза больше L_v меди.

Таблица 1

Материал	$T_m, \text{ }^\circ\text{K}$	$L_m, \text{ кДж/кг}$	$T_v, \text{ }^\circ\text{K}$	$L_v, \text{ кДж/кг}$	$\lambda_s(T_m) \text{ Вт/(м}^\circ\text{K)}$	$\lambda_l(T_m) \text{ Вт/(м}^\circ\text{K)}$	$C_{ps}, \text{ Дж/(кг}^\circ\text{K)}$	$C_{pl}, \text{ Дж/(кг}^\circ\text{K)}$
Cu	1356	205	2353	3190	380	110	451	513
Ti	1998	304	3560	8900	25	12	738	740

IV. Метод и алгоритм численного решения

Для численного решения математической модели (1)–(6) использовался метод динамической адаптации [21]–[23]. В основу метода положен переход к произвольной нестационарной системе координат с переменными (q, τ) , принадлежащей некоторому расчетному пространству $\Omega_{q,\tau}$. В произвольной нестационарной системе координат неизвестными являются не только сеточные функции T_i^j , но и координаты узлов сетки x_i^j . Для их определения используется уравнение обратного преобразования, представляющее собой дифференциальное уравнение в частных производных. Уравнение обратного преобразования составляется таким образом, чтобы скорость движения узлов зависела от динамики решения уравнений, описывающих физические процессы.

4.1. Нестационарная произвольная система координат. Переход из физического пространства $\Omega_{x,t}$ в расчётное $\Omega_{q,\tau}$ осуществляется с помощью замены общего вида $x = \xi(q, \tau)$, $t = \tau$, имеющей обратное невырожденное преобразование $q = \varphi(x, t)$, $\tau = t$. Якобианом такого

преобразования является функция $\psi/\rho = \partial x/\partial q$. Частные производные зависимых переменных выражаются следующим образом [21]–[23]:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{Q}{\psi} \frac{\partial}{\partial q}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\rho}{\psi} \frac{\partial}{\partial q}, \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\rho}{\psi} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\rho}{\psi} \frac{\partial}{\partial q},$$

где $\frac{\partial x}{\partial \tau} = -\frac{Q}{\rho}$ – скорость движения нестационарной системы координат. Q – функция преобразования, заранее неизвестна и подлежит определению. В контексте данной проблемы функция Q имеет физический смысл потока вещества и на межфазных границах равна $Q = -\rho v$. В новых переменных (q, τ) уравнение (1) запишется в виде

$$\left[\frac{\partial(\psi H)}{\partial \tau} = -\frac{\partial(HQ)}{\partial q} - \frac{\partial W}{\partial q} \right]_k, \quad H = C_p T, \quad W = -\frac{\lambda(T)}{\psi} \rho \frac{\partial T}{\partial q}, \quad (7)$$

$$\left[\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -\frac{\partial Q}{\partial q} \right]_k, \quad (8)$$

$$\left[\frac{\partial x}{\partial q} = \frac{\psi}{\rho} \right]_k, \quad q_0 < q < \Gamma_{kv}, \quad \tau \geq 0, \quad n = 1, 2, 3, \quad k = s, \ell.$$

В результате перехода к произвольной нестационарной системе координат исходное дифференциальное уравнение (1) трансформируется в уравнение (7) и дополняется уравнением обратного преобразования (8). После определения конкретного вида функции Q уравнение (8) используется для построения адаптирующейся сетки. Его разностный аналог описывает динамику узлов сетки, а функция Q осуществляет контролируемое движение узлов сетки, согласованное с динамикой искомого решения. Согласование достигается функциональной зависимостью функции Q от искомого решения, то есть от функций $T(t, x)$, $v_{s\ell}^n(t)$, $v_{kv}^n(t)$. Правильный выбор функции преобразования Q , обеспечивающий согласованное с решением движение узлов, является важнейшим элементом метода динамической адаптации.

4.2. Начальные и граничные условия. Переход к произвольной нестационарной системе координат приводит к тому, что неизвестными являются не только сеточные функции T_i^j , но и координаты узлов сетки x_i^j . Для их определения в расширенной математической модели (7), (8) используется уравнение обратного преобразования (8), представляющее собой дифференциальное уравнение в частных производных.

Трансформация исходного уравнения (1) в расширенную дифференциальную систему (7), (8) требует соответствующих дополнений в граничных и начальных условиях.

Предполагалось, что переход в расчетное пространство не сопровождается деформацией исходной области и в начальный момент времени выполняются следующие условия

$$\tau = \tau_0: \quad T(\tau_0, q) = T_0, \quad \frac{\psi(\tau_0, q)}{\rho} = 1. \quad (9)$$

Левая граница $q = q_0$ полагалась теплоизолированной и неподвижной

$$q = q_0: -\lambda(T) \frac{\rho}{\psi} \frac{\partial T}{\partial q} = 0, \quad Q(\tau, q_0) = 0. \quad (10)$$

На подвижных межфазных границах плавления – затвердевания $q = \Gamma_{s\ell}$ выписывались соотношения для температуры $T_{s\ell}$ и потока вещества $Q_{s\ell}$:

$$q = \Gamma_{s\ell}: T_{s\ell} = T_s = T_\ell = T_m. \quad (11)$$

$$Q_{s\ell} = -\rho_s v_{s\ell} = \left\{ \left(\lambda(T) \frac{\rho}{\psi} \frac{\partial T}{\partial q} \right)_\ell - \left(\lambda(T) \frac{\rho}{\psi} \frac{\partial T}{\partial q} \right)_s \right\} \cdot (L_m)^{-1}. \quad (12)$$

На правой испаряющейся границе $q = \Gamma_{kv}$ ($k = s, \ell$) использовались три закона сохранения и три дополнительных условия на внешней границе кнудсеновского слоя:

$$q = \Gamma_{kv}: \lambda_k(T) \frac{\rho}{\psi} \frac{\partial T_k}{\partial q} = A(T_k) G - L_v Q_{kv}, \quad (13)$$

$$Q_{kv} = \rho_v \left(\frac{Q_{kv}}{\rho_k} - u \right), \quad (14)$$

$$P_k + \frac{Q_{kv}^2}{\rho_k} = P_v + \rho_v \left(-\frac{Q_{kv}}{\rho_k} - u \right)^2, \quad (15)$$

$$T_v = \alpha_T(M) T_k, \quad \rho_v = \alpha_p(M) \rho_H$$

при

$$M = 1, \quad \alpha_T(M) = 0.633, \quad \alpha_p(M) = 0.326,$$

$$M = 0, \quad \alpha_T(M) = \alpha_p(M) = 1, \quad (16)$$

$$\rho_H = \frac{P_H(T_k)}{RT_k}; \quad P_H(T_k) = P_b \exp \left[\left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_k} \right) \frac{L_v}{R} \right], \quad k = s, \ell,$$

где $Q_{s\ell}$, Q_{kv} – поток вещества через границы плавления-затвердевания и испарения.

4.3. Функция преобразования Q . Учёт в функции преобразования зависимости от температуры $T(t, x)$ позволяет концентрировать узлы в области больших градиентов решения. Исходя из предположения, что высокая теплопроводность металлов не способствует формированию температурных областей с большими градиентами, можно считать доминирующей особенностью задачи Стефана наличие подвижных фазовых границ. В этом случае можно исключить зависимость Q от $T(t, x)$, а учесть только скорости распространения фазовых фронтов $v_{s\ell}(t)$, $v_{kv}(t)$ и строить расчетные сетки с равномерным (строго говоря, квазиравномерным) распределением узлов на каждый момент времени в областях с подвижными границами.

В методе динамической адаптации квазиравномерное распределение узлов сетки достигается с помощью квазиравномерного распределения по пространству функции ψ . Такое распределение на каждый момент времени может быть достигнуто в случае, если уравнение обратного преобразования будет являться уравнением диффузионного типа. Для этого достаточно функцию Q представить в виде [21]–[23]

$$Q = -D \frac{\partial \psi}{\partial q} \quad (17)$$

где D – свободный параметр, имеющий смысл коэффициента диффузии.

С учетом (17) уравнение обратного преобразования (8) примет вид

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = - \frac{\partial Q}{\partial q} = \frac{\partial}{\partial q} D \frac{\partial \psi}{\partial q}. \quad (18)$$

При достаточно большом значении коэффициента D любое возмущение функции ψ , возникающее на одной из границ или внутри области, будет равномерно распределяться вдоль пространственной переменной q , что после разностной аппроксимации дифференциальной модели обеспечит квазиравномерное распределение узлов сетки в физическом пространстве $\Omega_{x,t}$ на каждый момент времени.

С учётом разномасштабности геометрических размеров областей в рассматриваемой проблеме, способ определения коэффициента D играет одну из наиболее важных ролей в построении адаптирующихся сеток. Сложность проблемы состоит в том, что размеры области $L(t)$ с течением времени могут изменяться на несколько порядков. Так при плавлении вещества новая зарождающаяся фаза имеет размер нескольких ангстрем, $L_0 \sim 10^{-8}$ см, а в конце процесса $L(t_{end}) \sim 10^0 \div 10^1$ см [4]. Соответственно функция ψ , характеризующая динамику области, изменяется в пределах от $\psi_0 = 1$ при $t=0$ до $\psi_{end} = 10^8 \div 10^9$ при $t = t_{end}$.

Следует отметить, что в адаптивных методах, в случаях, если искомое решение не полностью согласовано с механизмом перестройки сетки в функцию преобразования вводят подгонные коэффициенты, подбором которых стремятся уменьшить степень несогласованности. В то же время, наличие подгонных коэффициентов в методе адаптации свидетельствует о его несовершенстве.

В [24] на основе линейной оценки размера зоны теплового влияния значение параметра D определяется через параметры задачи: геометрические размеры области и скорость движения границ. $D = \frac{\rho L |v_{sl} - v_{kv}|}{\psi}$, где $L(t)$ – длина области в момент времени t , v_{sl}, v_{kv} – скорости движения фронта плавления и испарения соответственно. С учетом выражения для скорости $v = -Q/\rho$ в окончательном виде запишется:

$$D = \frac{|Q_{sl} - Q_{kv}|}{\psi}. \quad (19)$$

В дискретном пространстве сеточных функций, где определен пространственный шаг h , а длина области $L = h \cdot N$ выражается через количество разбиений N , коэффициент D можно представить в виде:

$$D = \frac{|Q_{sl} - Q_{kv}| \cdot h \cdot N}{\psi}. \quad (20)$$

Таким образом, функция преобразования Q оказывается связанной с особенностями рассматриваемой задачи: с изменяющимся размером $L(t)$ и скоростями перемещения границ области v_{sl}, v_{kv} .

4.4. Разностная аппроксимация. Для построения дискретных моделей, аппроксимирующих дифференциальную постановку задачи (7)–(16), в каждой из фазовых подобластей вводятся расчетные сетки ω_i^j . В твердой фазе используется расчетная сетка с неравномерным шагом h_i по пространственной переменной q и шагом τ^j по переменной t :

$$\omega = \left\{ (q_i, t^j), (q_{i+1/2}, t^j); q_{i+1} = q_i + h_i, q_{i+1/2} = q_i + 0,5h_i, t^{j+1} = t^j + \tau^j; i = 0, \dots, N+1 \right\}.$$

В области жидкой фазы используется равномерная по пространству сетка. В области твердого тела $0 \leq q \leq q_{sl}$ находится $N_s + 1$ ячейка, а в области жидкости $q_{sl} \leq q \leq q_l - N_l + 1$ ячейка. Первый и последний шаг в каждой из областей полагались равными нулю, то есть $h_{N_s+1} = h_0 = h_{N_s+2} = h_{N+1} = 0$. К целым узлам сетки (q_i, t^j) относили переменную x_i^j и функции $W_i^j, Q_i^j, \lambda_i^j, C_{pi}^j$; к полуцелым точкам $(q_{i+1/2}, t^j)$ – сеточные функции $T_{i+1/2}^j, \Psi_{i+1/2}^j$.

Для построения дискретных моделей в каждой из подобластей использовались полностью неявные консервативные разностные схемы, построенные с помощью интегроинтерполяционного метода [25]:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{(\Psi H)_{i+1/2}^{j+1} - (\Psi H)_{i+1/2}^j}{\tau^j} = -\frac{W_{i+1}^{j+1} - W_i^{j+1}}{h_i} - \frac{(QH)_{i+1}^{j+1} - (QH)_i^{j+1}}{h_i} \right]_k; \\ & \left[\frac{\Psi_{i+1/2}^{j+1} - \Psi_{i+1/2}^j}{\tau^j} = -\frac{Q_{i+1}^{j+1} - Q_i^{j+1}}{h_i} \right]_k; \\ & \frac{x_{i+1}^{j+1} - x_i^{j+1}}{h_i} = \frac{\Psi_{i+1/2}^{j+1}}{\rho_{i+1/2}^{j+1}}; \quad W_i^j = -\left[\frac{\lambda \rho}{\Psi} \right]_i^j \frac{T_{i+1/2}^j - T_{i-1/2}^j}{0,5(h_i + h_{i-1})}. \end{aligned} \quad (21)$$

Система (21) линеаризуется [26], и решение представляется в виде $y^{r+1} = y^r + \delta y^r$, где $r = m, s, n$ – индексы итерационных циклов. Относительно неизвестного приращения δy^r , получим следующую систему:

$$\begin{aligned} & \delta \Psi_{i+1/2}^n + \frac{\tau^j}{h_i} \left[D \frac{\delta \Psi_{i+1/2}^n - \delta \Psi_{i-1/2}^n}{0,5(h_i + h_{i-1})} - D \frac{\delta \Psi_{i+3/2}^n - \delta \Psi_{i+1/2}^n}{0,5(h_{i+1} + h_i)} \right] = \Psi_{i+1/2}^j - \Psi_{i+1/2}^n - \frac{\tau^j}{h_i} [Q_{i+1}^n - Q_i^n], \\ & \Psi_{i+1/2}^n C_p(T_{i+1/2}^s) \delta T_{i+1/2}^s + \frac{\tau^j}{h_i} \left\{ \left[\frac{\lambda^s \rho^j}{\Psi^n} \right]_i \cdot \frac{\delta T_{i+1/2}^s - \delta T_{i-1/2}^s}{0,5(h_i + h_{i-1})} - \left[\frac{\lambda^s \rho^j}{\Psi^n} \right]_{i+1} \frac{\delta T_{i+3/2}^s - \delta T_{i+1/2}^s}{0,5(h_{i+1} + h_i)} + \right. \\ & \left. + Q_{i+1}^n C_p(T_{i+1/2}^s) \delta T_{i+1/2}^s - Q_i^n C_p(T_{i-1/2}^s) \delta T_{i-1/2}^s \right\} = (\Psi H)_{i+1/2}^j - (\Psi^n H^s)_{i+1/2} - \\ & - \frac{\tau^j}{h_i} [W_{i+1}^s - W_i^s + (Q^n H^s)_{i+1} - (Q^n H^s)_i], \end{aligned} \quad (22)$$

где, $i \in [1, N_s] \cup [N_s + 3, N]$, а потоки Q с учетом граничных условий (10), (12), (14) определяются по формулам

$$Q_i^n = \begin{cases} 0, & i = \{0\}, \\ -\rho_s^m v_{sl}^n, & i \in [N_s + 1, N_s + 3], \\ -D \frac{\Psi_{i+1/2}^n - \Psi_{i-1/2}^n}{0,5(h_i + h_{i-1})}, & i \in [1, N_s] \cup [N_s + 4, N], \\ -\rho_{sr}^m v_{lv}^n, & i = \{N + 1\}. \end{cases}$$

Сеточные функции Ψ, T в целых точках определяются через значения этих же функций в полупелых точках по интерполяционной формуле

$$y_i = \frac{y_k \Psi_{k-1} h_{i-1} \rho_k + y_{k-1} \Psi_k h_i \rho_{k-1}}{\Psi_{k-1} h_{i-1} \rho_k + \Psi_k h_i \rho_{k-1}}.$$

К полученной системе (22) алгебраических уравнений добавятся еще несколько уравнений, вытекающих из граничных условий (10):

$$\delta T_{1/2}^s = \delta T_{3/2}^s, \quad \delta \Psi_{1/2}^n = \delta \Psi_{3/2}^n.$$

Значения невязок на межфазных границах определялись следующим образом:

$$\delta \Psi_{N+1/2}^s = \delta \Psi_{N-1/2}^s + \Psi_{N-1/2}^s - \Psi_{N+1/2}^s - Q_{lv}^s 0,5h_N/D,$$

$$\delta T_{N+1/2}^m = \delta T_{N-1/2}^m + T_{N-1/2}^m - T_{N+1/2}^m - L_v Q_{lv}^s 0,5h_N \Psi_N^s / \lambda \rho,$$

$$\delta \Psi_{N_s+1/2}^s = \delta \Psi_{N_s+3/2}^s + \Psi_{N_s+3/2}^s - \Psi_{N_s+1/2}^s + Q_{sl}^s 0,5h_{N_s+3}/D,$$

$$\delta T_{N_s+1/2}^m = \delta T_{N_s+3/2}^m,$$

$$\delta \Psi_{N_s-1/2}^s = \delta \Psi_{N_s-3/2}^s + \Psi_{N_s-3/2}^s - \Psi_{N_s-1/2}^s + Q_{sl}^s 0,5h_{N_s}/D,$$

$$\delta T_{N_s-1/2}^m = \delta T_{N_s-3/2}^m.$$

V. Анализ результатов моделирования

Импульсная лазерная обработка материалов характеризуется рядом нелинейных динамических процессов, которые, последовательно сменяя друг друга, формируют доминирующий механизм переноса массы и энергии в зоне облучения. Окончательный результат конкурирующих процессов зависит от ряда параметров воздействия. Один из них темп энерговыделения, определяемый временным профилем лазерного импульса. Очевидно, наибольшие различия в результатах обработки материалов должны наблюдаться между переменным по времени энерговыделением, характерным для нестационарных состояний, и постоянным энерговыделением, способствующим, при достаточной длительности, возникновению стационарных состояний.

Особенностью режимов плавления является то, что в отсутствие испарения, даже при постоянном воздействующем потоке, система никогда не выходит на стационар. Скорость плавления $v_{sl}(t)$ определяется из дифференциального соотношения (3), которое имеет очевидный

физический смысл: скорость движения фазового фронта $v_{sl}(t)$ определяется разностью тепловых потоков от обеих фаз W_{sl} , определяемых теплопроводностью. При нагреве со стороны вновь образовавшейся фазы, её непрерывно изменяющаяся толщина, при любой временной форме источника, вызывает непрерывное изменение величины теплового потока W_{sl} в (3). Соответственно скорость $v_{sl}(t)$ также претерпевает непрерывное изменение. Тепловой поток на фазовой границе $x = \Gamma_{sl}(t)$ может быть уравновешен процессом поверхностного испарения, под влиянием которого величины W_{sl} , $v_{sl} = v_{kv}$ и T_{kl} становятся постоянными, а поток $W_{kv} = 0$.

Стационарный одномерный режим испарения характеризуется уравнением энергобаланса [11]:

$$x = \Gamma_{kv}(t): G_{sur} = \rho_k v_{kv} \left(L_m + L_v + \int_{T_0}^{T_{kv}} C_p(T) dT + \sigma T_{kv}^4 \right). \quad (23)$$

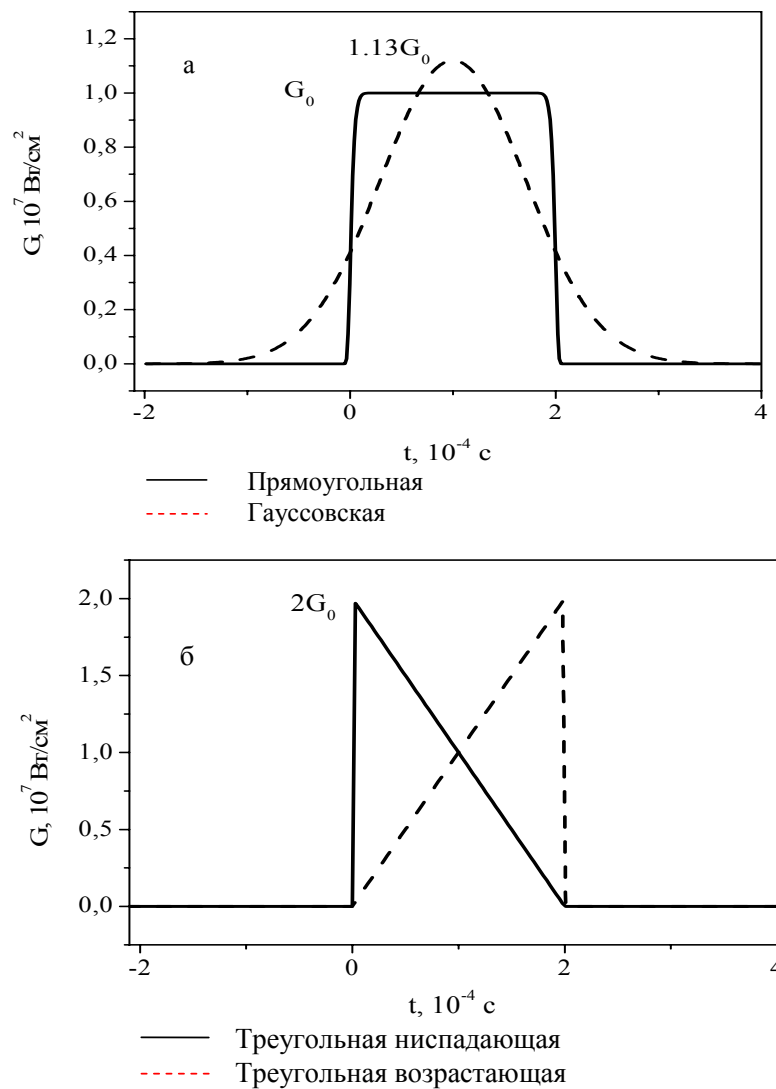


Рис.1 а, б. Временные формы импульса

Скорость перемещения фронта v_{kv} можно представить в виде приближенного равенства [27]:

$$v_{kv} = \frac{AG}{\rho_l L_v} \approx v_0 \exp\left(-\frac{L_v}{kT_{sur}}\right), \quad (24)$$

где v_0 – скорость близкая к скорости звука в металле.

Соотношения (23), (24), определяющие стационарный режим испарения, не зависят от таких характеристик вещества, как коэффициент поглощения лазерного излучения κ_l и коэффициент теплопроводности $\lambda(T)$. По этой причине, в частности, исследование стационарных и нестационарных режимов воздействия приобретает особый интерес.

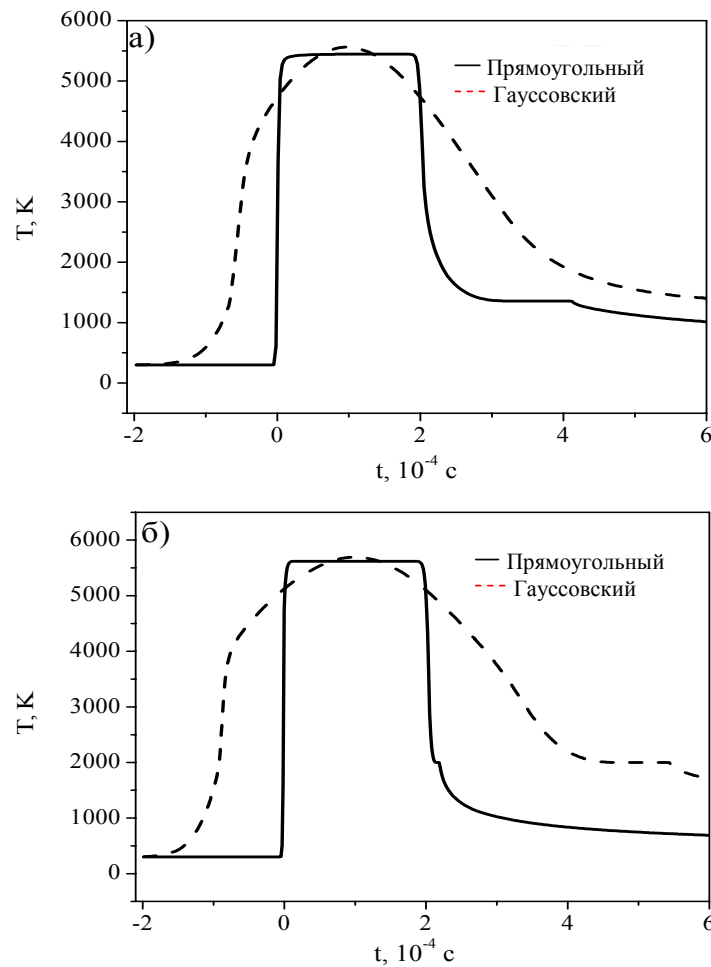


Рис. 2. Температура облучаемой поверхности T_{sur} а) меди; б) титана

5.1. Влияние временной формы лазерного импульса. Проанализируем динамику тепло- и массопереноса между паровой, жидкой и твердой фазами для воздействующих импульсов различной временной формы, при сохранении в импульсе постоянной энергии и длительности. В качестве мишени рассматривались два металла с сильно отличающимися теплофизическими параметрами, табл.1, и характеристиками: медь с высокой теплопроводностью и тугоплавкий с низкой теплопроводностью – титан [16]–[20].

а. Прямоугольная форма. Прямоугольная форма импульса, рис.1а, $G = \begin{cases} G_0, & t \leq \tau_\ell, \\ 0, & t > \tau_\ell, \end{cases}$ выбиралась в качестве основополагающей. С ней сравнивались все остальные. При этом поглощенная интенсивность составляла $G_0 = 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, а длительность – $\tau_\ell = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. Значения интенсивности $G(t)$ и длительности импульса τ_ℓ выбирались такими, чтобы система успевала перейти в стационарное состояние, как по температуре поверхности T_{sur} , рис.2а,б, так и по скоростям распространения межфазных границ $v_{sl}(t)$, $v_{lv}(t)$, рис.3а,б, 4а,б.

Особенностью воздействия прямоугольных импульсов является наличие двух участков нестационарности, связанных с мгновенным изменением интенсивности – передний и задний фронты, соответствующие моментам включения и выключения импульса. Скачкообразное изменение интенсивности при включении приводит к формированию вблизи поверхности области с максимальными градиентами температуры, определяющими процесс плавления с максимальной скоростью на переднем фронте импульса $v_{sl,max} \approx -8 \text{ м/с}$ (Cu) и $v_{sl,max} \approx -1,6 \text{ м/с}$ (Ti), и высокой скорости затвердевания после прохождения заднего фронта импульса $v_{sl,max} \approx 0,75 \text{ м/с}$ (Cu), и $v_{sl,max} \approx 0,55 \text{ м/с}$ (Ti), рис.3а,б.

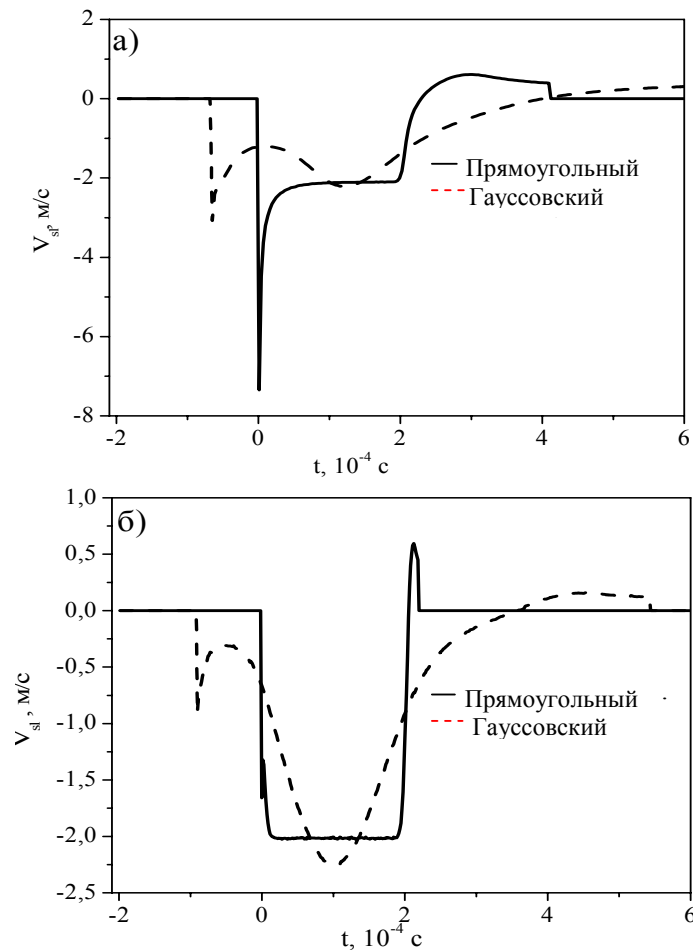


Рис.3. Скорости фронта плавления $v_{sl}(t)$ а) меди; б) титана

У меди из-за более высокой теплопроводности стационарные значения температуры поверхности $T_{sur} \approx 5450\text{K}$ скоростей $v_{sl}(t) = v_{lv}(t) = 2,1\text{м/с}$ и толщины жидкой фазы $H_\ell \cong 60\text{мкм}$, рис.2а – 5а достигаются ближе к середине импульса, что значительно позже, чем у титана, рис.2б – 5б. Прохождение заднего фронта импульса приводит к резкому уменьшению скорости испарения $v_{lv}(t)$ и плавному замедлению скорости плавления $v_{sl}(t)$, рис.3.

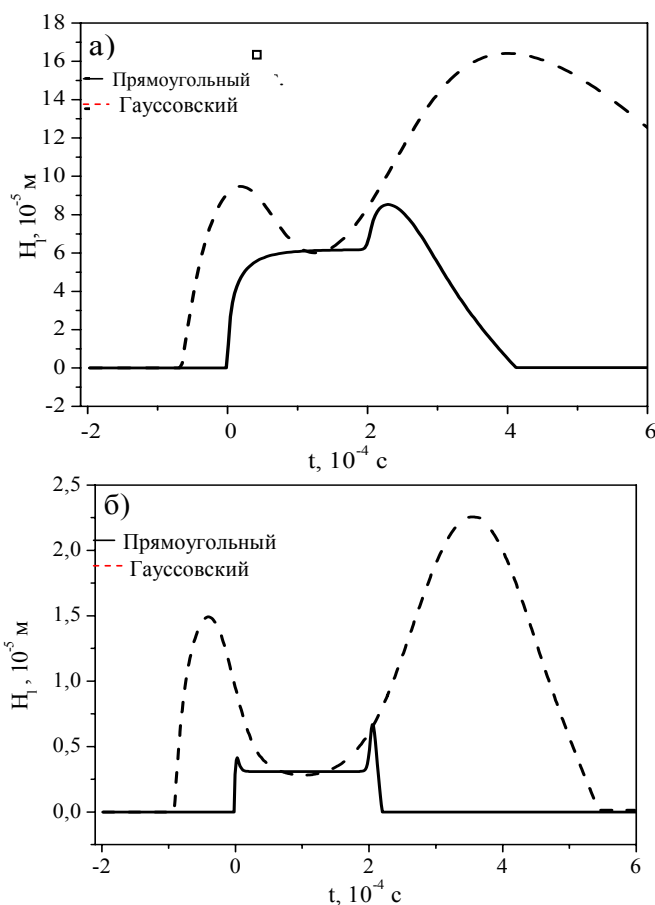


Рис.4. Толщина расплава $H_\ell(t)$ а) меди; б) титана

Из-за экспоненциальной зависимости скорости $v_{lv}(T_{sur})$ от температуры поверхности T_{sur} , её уменьшение происходит намного быстрее, чем скорости $v_{sl}(t)$.

Почти мгновенное прекращение испарения, при медленно убывающем процессе плавления, приводит к значительному, в 1,5 раза у меди и в 2 раза у титана, увеличению толщины жидкой фазы $H_{\ell, \max} \cong 85\text{мкм}$ (Cu), $H_{\ell, \max} \cong 7,5\text{мкм}$ (Ti). Сравнение толщин испаренного слоя $H_v \cong 410\text{мкм}$ и расплава $H_v/H_\ell \cong 5$ для меди и $H_v \cong 397\text{мкм}$, $H_v/H_\ell \cong 6$ для титана свидетельствует о том, что при использовании прямоугольных импульсов основная доля энергии импульса вкладывается в процесс испарения.

в. Треугольная форма импульса. Рассматриваются две формы прямоугольных треугольников: ниспадающая (левосторонний треугольник) и возрастающая (правосторонний треугольник) рис.1б. В отличие от прямоугольной, каждая из треугольных форм содержит только один фронт. Поэтому при прохождении фронтов в импульсах с треугольным профилем процес-

сы, качественно развиваются также как и при использовании импульса прямоугольной формы. Трансформация прямоугольного импульса в треугольный при фиксированных значениях длительности импульса и плотности энергии в нем, приводит к возрастанию пиковой интенсивности в два раза, $G(t)_{\max}=2G_0$, рис.16.

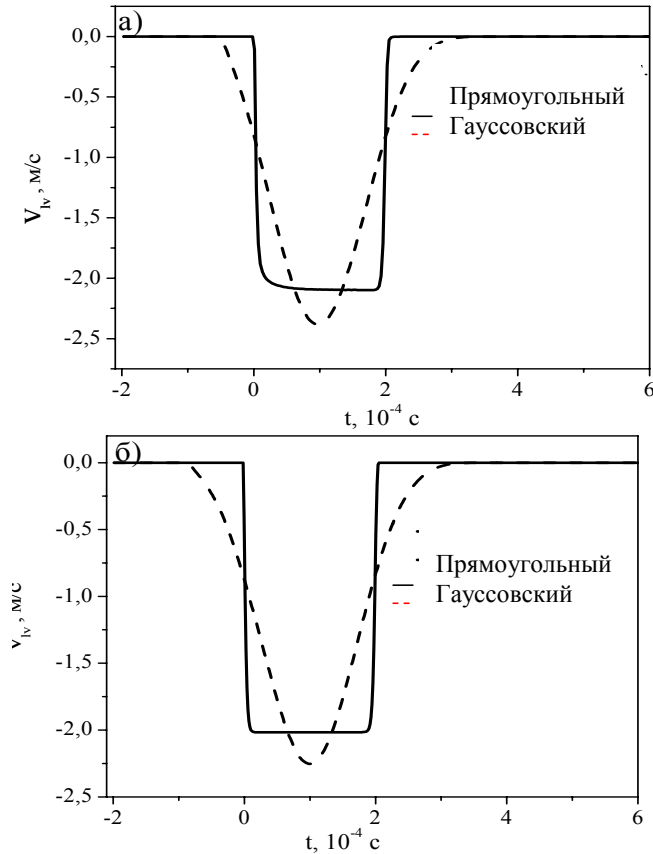


Рис.5. Скорости фронта испарения $v_{lv}(t)$ а) меди; б) титана

В левостороннем треугольнике максимальная интенсивность излучения соответствует моменту включения. Соответственно и максимальная степень нестационарности системы наблюдается вначале импульса. В правостороннем треугольнике максимальная интенсивность и степень нестационарности достигаются в момент выключения импульса. Увеличение максимальной интенсивности в два раза приводит к значительным, по сравнению с прямоугольной формой, количественным отличиям в момент прохождения фронтов для обоих материалов. Наиболее заметны эти отличия в температуре поверхности $T_{sur,max}$ и скорости испарения $v_{lv,max}$. Так температура поверхности при использовании импульса в виде левостороннего треугольника, примерно на 600К для Cu и на 450К для Ti, рис.6, превышает температуру поверхности при воздействии прямоугольного импульса, а пиковое значение скорости испарения увеличивается для обоих металлов примерно в 2 раза, рис.7.

Примерно такие же значения $T_{sur,max}$ и $v_{lv,max}$ соответствуют прохождению фронта импульса в правостороннем треугольнике. Мгновенное выключение интенсивности при прохождении фронта вызывает практически мгновенное прекращение испарения и высокую скорость затвердевания расплава, которая более чем в 2 раза превосходит аналогичную скорость для

прямоугольного импульса, рис.8. За исключением области фронтов в остальные моменты времени поведение процессов существенно отличается, как от прямоугольной формы, так и между собой.

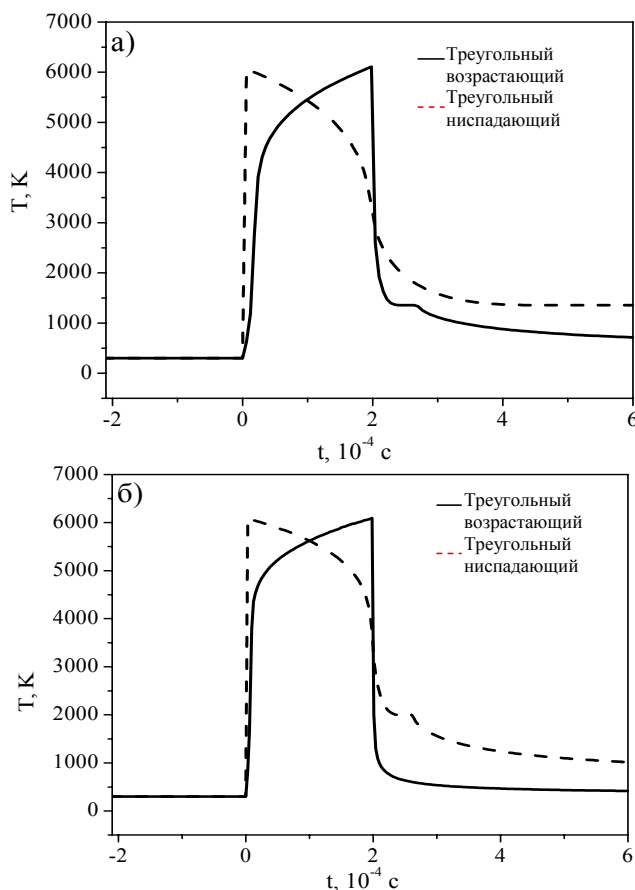


Рис.6. Температура поверхности $T_{sur}(t)$ а) меди; б) титана

Линейное уменьшение интенсивности в левостороннем треугольнике и такое же увеличение в правостороннем способствуют проявлению нестационарных эффектов на протяжении всей длительности импульса. В наибольшей степени их влияние сказывается на процессе плавления. В случае левостороннего треугольника нестационарность процессов способствует плавной смене доминирующего механизма поверхностного испарения на механизм поверхностного плавления, при котором с течением времени все большая энергия импульса вкладывается в процесс плавления. В конечном итоге максимальная толщина жидкой фазы и время ее существования достигают значений $H_{\ell} \approx 125 \mu\text{м}$ и $\tau_{ex} = 6,3 \cdot 10^{-4} \text{с}$ для Cu и $H_{\ell} \approx 13,3 \mu\text{м}$ для Ti, рис.9, что значительно превышает аналогичные значения для импульсов прямоугольной формы и правостороннего треугольника.

Несмотря на короткий период доминирования процесса испарения, из-за высокой температуры поверхности $T_{sur,max} \approx 6050 \text{К}$ для Cu и $T_{sur,max} \approx 6082 \text{К}$ для Ti соответствующие толщины испаренных слоёв в конце импульса $H_v \approx 404 \mu\text{м}$ и $H_v \approx 399 \mu\text{м}$ мало отличаются от соответствующих толщин испаренных слоёв $H_v \approx 405 \mu\text{м}$ и $H_v \approx 397 \mu\text{м}$ прямоугольным

импульсом. Линейное нарастание интенсивности в правостороннем треугольнике приводит к последовательной смене доминирующих механизмов: нагрева твердой фазы, плавления и испарения. Из-за тепловых потерь на нагрев твердой фазы на начальной стадии и потерь энергии на испарение в конце импульса, процесс плавления в целом оказывается менее эффективным, рис.8,9. Для обоих металлов максимальная толщина жидкости $H_{\ell,max} \approx 77\text{мкм}$ (Cu) и $H_{\ell,max} \approx 8,6\text{мкм}$ (Ti) достигается в первой половине импульса в период доминирования процесса плавления, рис.8. По мере роста интенсивности скорость испарения, рис. 7, быстро возрастает и становится больше скорости плавления, рис.8. Соотношения скоростей $v_{lv} > v_{sl}$ приводят к уменьшению к концу импульса толщины жидкой фазы в 2 – 4 раза, рис.9. В результате скачкообразного окончания лазерного импульса испарение прекращается несколько быстрее инерционного процесса плавления. В меди жидкая фаза успевает заметно подрасти, с 32 мкм до 42,5 мкм. Развивающийся затем процесс затвердевания из-за больших пространственных градиентов температуры характеризуется более высокой скоростью охлаждения, рис.8, чем в случае левостороннего треугольника, что сокращает время жизни расплава примерно в 2,5 раза. В меди максимальная температура поверхности $T_{sur,max} \approx 6100\text{К}$, достигаемая к концу импульса, мало отличается от аналогичной температуры для левостороннего треугольника $T_{sur,max} \approx 6030\text{К}$. В титане эти температуры практически совпадают. Столь малые отличия в температуре поверхности к концу импульса обеспечивают примерно одинаковую толщину испаренного слоя.

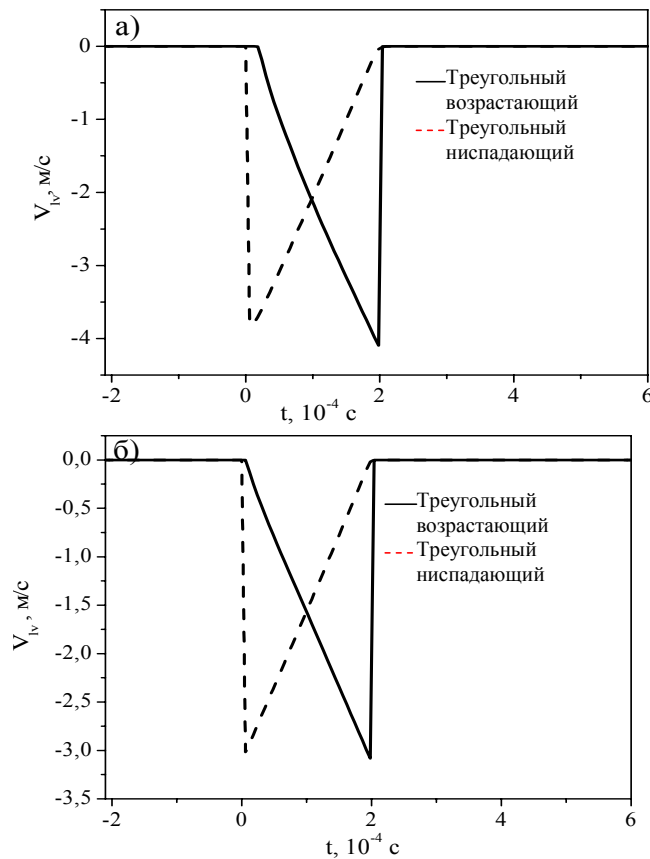


Рис.7. Скорости фронта испарения $v_{lv}(t)$ а) меди; б) титана

Таким образом, распределение энергии лазерного импульса в виде ниспадающего или возрастающего треугольников, характеризуется примерно одними и теми же значениями $T_{sw,max}$ и $H_{v,max}$. Основные отличия наблюдаются в глубинах проплава мишени $H_{lv} = H_l + H_v$ и временах существования расплава τ_{lx} . Для ниспадающего треугольника с $G_0 = 10^7 \text{ Вт/см}^2$ и $\tau_l = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ к концу импульса они составляют: $H_{lv} \approx 530 \text{ мкм}$, $\tau_{lx} \approx 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ (Cu) и $H_{lv} \approx 412 \text{ мкм}$, $\tau_{lx} \approx 2,76 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ (Ti); для возрастающего треугольника соответственно – $H_{lv} \approx 460 \text{ мкм}$, $\tau_{lx} \approx 2,46 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ (Cu) и $H_{lv} \approx 400 \text{ мкм}$, $\tau_{lx} \approx 2,03 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ (Ti), табл. 2.

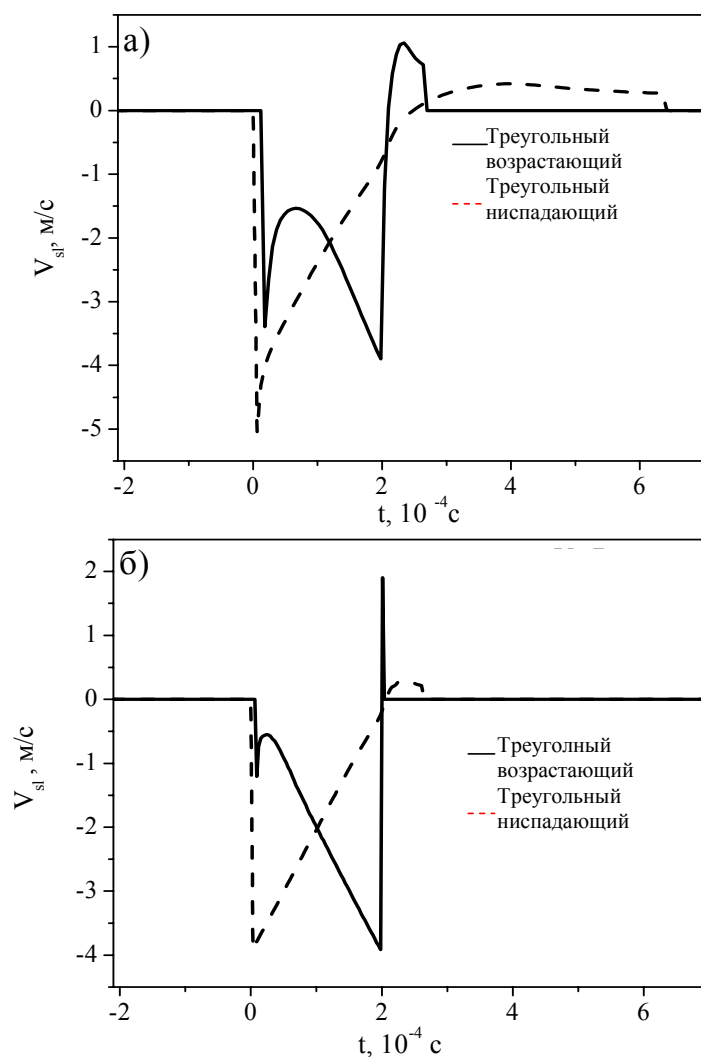


Рис.8. Скорости фронта плавления $v_{sl}(t)$ а) меди; б) титана

с. Гауссовский профиль. Лазерный импульс в форме кривой Гаусса (рис.1а) – единственный из импульсов, не содержащий резких фронтов и характеризующийся наличием плавно изменяющихся крыльев. Пиковое значение интенсивности несколько превосходит аналогичное значение в прямоугольном импульсе и составляет $G_{max}(t) = 1,13 \cdot G_0$. Подобное распределение

энергии приводит к доминированию процессов нагрева твердой фазы и плавления. Как и в правостороннем треугольнике, зарождение фазовых фронтов и их взаимодействие сильно разнесены во времени. Фронт плавления зарождается на левом нарастающем крыле импульса и появляется раньше, чем в случае прямоугольного импульса, рис.3. Фронт испарения определяется температурой поверхности и формируется значительно позже, рис.5. Их взаимодействие приводит к тому, что зависимости $v_{sl}(t)$, $H_\ell(t)$ имеют вид двугорбых кривых, рис.3. Скорость $v_{lv}(t)$ повторяет форму лазерного импульса, рис.5, не содержит участков стационарности и за короткое время становится выше скорости плавления, $v_{lv}(t) > v_{sl}(t)$. Интенсивное испарение уменьшает толщину жидкого слоя, что увеличивает величину теплового потока $W_\ell(t)$ на фазовой границе $\Gamma_{sl}(t)$ и скорость плавления $v_{sl}(t)$. Фронт испарения начинает ускорять фронт плавления, вызывая появление второго максимума на кривой $v_{sl}(t)$ и минимума на $H_\ell(t)$. После прохождения максимального значения интенсивности $G_{\max}(t)$ соотношение скоростей испарения и плавления, становится обратным $v_{lv}(t) < v_{sl}(t)$, что приводит к разделению фазовых фронтов, резкому росту толщины жидкой фазы и появлению второго максимума на кривой $H_\ell(t)$, рис.4. Величины максимальной толщины и времени существования жидкой фазы $H_\ell(t) = 165$ мкм, $\tau_{ex} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ с (Cu) и $H_\ell(t) \approx 22,5$ мкм, $\tau_{ex} \approx 6,34 \cdot 10^{-4}$ с оказываются наибольшими среди всех импульсов воздействия, табл. 2.

Сравнение такой важной в технологических приложениях характеристики, как глубины проникновения $H_{lv} = H_\ell + H_v$ для четырех форм импульса показало, что гауссовские импульсы, объединяющие все преимущества обеих треугольных форм, оказываются наиболее эффективными для проникновения, тогда как нарастающие наименее эффективны. Соответственно время жизни расплава наибольшее у гауссовских и наименьшее у нарастающих.

д. Взаимодействие фронтов. При скачкообразном увеличении интенсивности (передний фронт прямоугольника и левосторонний треугольник) взаимодействие фронтов плавления и испарения начинается с момента включения импульса. При использовании прямоугольного импульса с постоянным по времени потоком энергии, с приближением к стационарному состоянию, между фазовыми фронтами достигается полная согласованность, при которой скорости их распространения постоянны и равны, рис.3, 5, а слой жидкости оказывается минимальным по толщине. Если система не стремится к стационарному состоянию, то лазерное воздействие сопровождается разделением влияния фазовых переходов. Резкое падение взаимного влияния фазовых переходов наблюдается при прохождении задних фронтов лазерных импульсов прямоугольной и нарастающей треугольной формы. Из-за большой инерционности фазового перехода плавление – затвердевание, по сравнению с испарением, разделение влияния сопровождается значительным увеличением жидкой фазы, рис.4, 9.

Для импульсов с переменными во времени потоками энергии моменты возникновения фазовых переходов могут быть сильно разнесены по времени, и взаимодействие их также может начинаться с большой задержкой. Взаимодействие фазовых фронтов плавления и испарения проявляется в виде немонотонных двугорбых зависимостей скорости $v_{sl}(t)$, рис.3, 8 и толщины жидкой фазы $H_\ell(t)$ рис.4, 9. В режимах сильной нестационарности скорость $v_{lv}(t)$ может значительно превышать $v_{sl}(t)$, разгоняя при этом фронт плавления до максимальной скорости движения фронта испарения. Второй максимум на кривой $v_{sl}(t)$ при этом может быть

значительно больше первого, рис.3а, 8. За счет этого взаимодействия могут достигаться значения проплава, намного превышающие значения в стационарных режимах.

Отметим, что с уменьшением интенсивности излучения взаимодействие фазовых фронтов уменьшается. Для рассматриваемой длительности $\tau_\ell = 2 \cdot 10^{-4}$ с у меди взаимодействие полностью исчезает при $G_0(t) \leq 2 \cdot 10^6$ Вт/см², у титана – при $G_0(t) \leq 10^6$ Вт/см². Наличие взаимодействия фазовых фронтов зависит также от длительности воздействующего импульса. У титана заметное взаимодействие фронтов при гауссовском распределении отмечается при $\tau_\ell \geq 2 \cdot 10^{-8}$ с. В меди оно наступает позже, начиная с $\tau_\ell \approx 10^{-7}$ с.

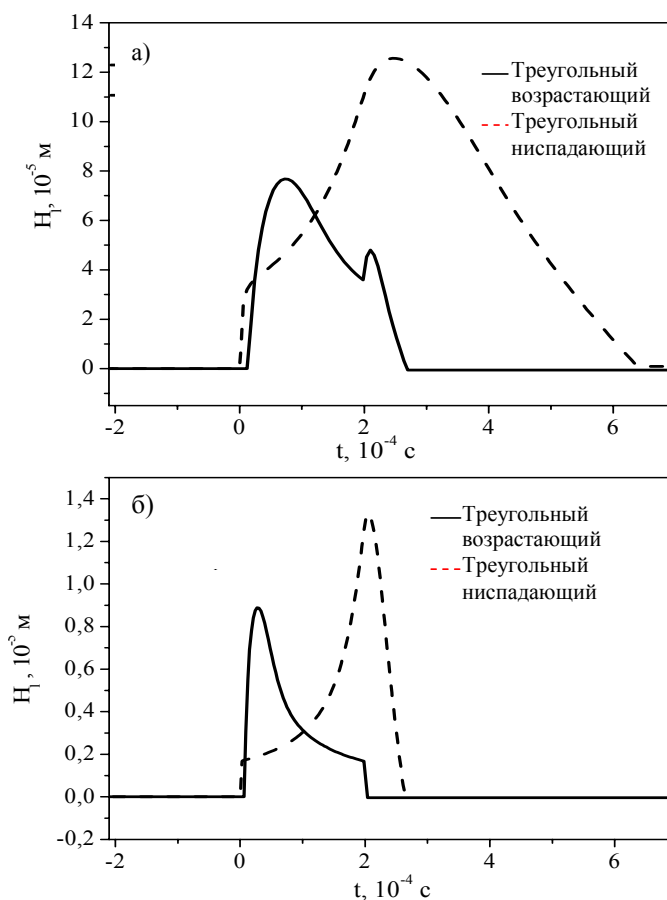


Рис.9. Толщина расплава $H_\ell(t)$ а) меди; б) титана.

5.2. Влияние теплофизических параметров. Для сравнения и облегчения анализа процессов максимальные значения основных параметров обработки в зависимости от используемой формы импульса для обоих металлов сведены в табл.2. Анализ данных, приведенных в табл.2, свидетельствует о наличии общих закономерностей для обоих металлов.

Так максимальная температура поверхности для обоих металлов в зависимости от формы импульса располагается в следующей нарастающей последовательности: прямоугольная, гауссовская, левосторонний треугольник, правосторонний треугольник. В то время как расположение максимальной глубины проникновения иное. Наибольшие значения достигаются у гауссовских и ниспадающих импульсов, а наименьшие – у возрастающих и прямоугольных. Так как для данной длительности воздействия максимальная глубина испарения мало зависит от формы

импульса, то основное различие в глубине проникновения определяется процессом плавления. Толщина расплава определяет время его существования. Наибольшая толщина расплава, а соответственно и время существования, наблюдаются у импульсов с гауссовским распределением. Наименьшие значения характерны для импульсов с профилем правостороннего треугольника.

Таблица 2

МЕДЬ						
Форма импульса	Максимальная температура поверхности, [K]	Максимальная скорость испарения; [м/с]	Максимальная глубина проникновения, [м]	Максимальная глубина испарения, [м]	Максимальная глубина расплава, [м]	Время существования расплава, [с]
Прямоугольная	5446	2,09	$4,90 \cdot 10^{-4}$	$4,05 \cdot 10^{-4}$	$8,53 \cdot 10^{-5}$	$4,08 \cdot 10^{-4}$
Гауссовская	5561	2,38	$5,64 \cdot 10^{-4}$	$4,00 \cdot 10^{-4}$	$1,64 \cdot 10^{-4}$	$1,13 \cdot 10^{-3}$
Левый треугольн.	6030	3,81	$5,30 \cdot 10^{-4}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$	$1,25 \cdot 10^{-4}$	$6,30 \cdot 10^{-4}$
Правый треугольн.	6095	4,09	$4,58 \cdot 10^{-4}$	$4,10 \cdot 10^{-4}$	$7,68 \cdot 10^{-5}$	$2,46 \cdot 10^{-6}$
ТИТАН						
Прямоугольная	5620	2,02	$4,03 \cdot 10^{-4}$	$3,97 \cdot 10^{-4}$	$6,69 \cdot 10^{-6}$	$2,07 \cdot 10^{-4}$
Гауссовская	5694	2,25	$4,21 \cdot 10^{-4}$	$3,98 \cdot 10^{-4}$	$2,25 \cdot 10^{-5}$	$6,34 \cdot 10^{-4}$
Левый треугольн.	6082	3,88	$4,12 \cdot 10^{-4}$	$3,99 \cdot 10^{-4}$	$1,33 \cdot 10^{-5}$	$4,04 \cdot 10^{-4}$
Правый треугольн.	6099	3,94	$4,01 \cdot 10^{-4}$	$3,92 \cdot 10^{-4}$	$8,84 \cdot 10^{-6}$	$1,95 \cdot 10^{-4}$

Согласно табл.2, для длительности воздействия $\tau_L = 2 \cdot 10^{-4}$ с максимальная температура поверхности титана для всех форм импульса несколько выше, чем у меди, что определяется в основном теплопроводностью титана, которая почти на порядок меньше чем у меди. Однако максимальные скорости испарения и толщины испаренных слоев у меди выше, чем соответствующие скорости и толщины у титана. Данный факт свидетельствует о перераспределении ролей, которые играют теплопроводность и удельная теплота испарения в энергобалансе облучаемой мишени.

С целью оценки влияния этих параметров в широком диапазоне длительности воздействия для обоих металлов были произведены расчеты воздействия прямоугольного импульса с интенсивностью $G = 10^7$ Вт/см² и длительностью $\tau = 5 \cdot 10^{-8} \div 10^{-3}$ с. На рис.10а–10в представлены зависимости максимальных значений температуры поверхности $T_{sur,max}(t)$, скорости испарения $v_{v,max}(t)$ и глубины испарения $H_{v,max}(t)$ для меди и титана.

Анализ представленных кривых показывает, что с уменьшением длительности воздействия и, соответственно, с ростом степени нестационарности общая картина всех процессов претерпевает существенные изменения. При коротко импульсном воздействии вся поглощенная энергия выделяется в узком приповерхностном слое, толщина которого, как и температура поверхности, определяется величиной теплового потока $W = -\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x}$, отводимого вглубь мате-

риала, то есть, в конечном счете, зависит от величины коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$. Отношение коэффициентов теплопроводности меди и титана в рассматриваемом температурном диапазоне достигает величин $\lambda_{Cu}/\lambda_{Ti}=10\div 15$. Вследствие этого поверхность титана разогревается намного быстрее и сильнее, рис.10а. Высокая температура поверхности ($T > 5000$ К) обеспечивает устойчивый процесс поверхностного испарения, который у титана начинается намного раньше ($t \approx 4 \cdot 10^{-8}$ с), чем у меди ($t \approx 2 \cdot 10^{-7}$ с) и протекает с более высокой скоростью, рис.10б. Соответственно, для коротких импульсов воздействия ($t \leq 10^{-6}$ с) вынос материала с поверхности титана значительно больше, чем у меди, рис.10в.

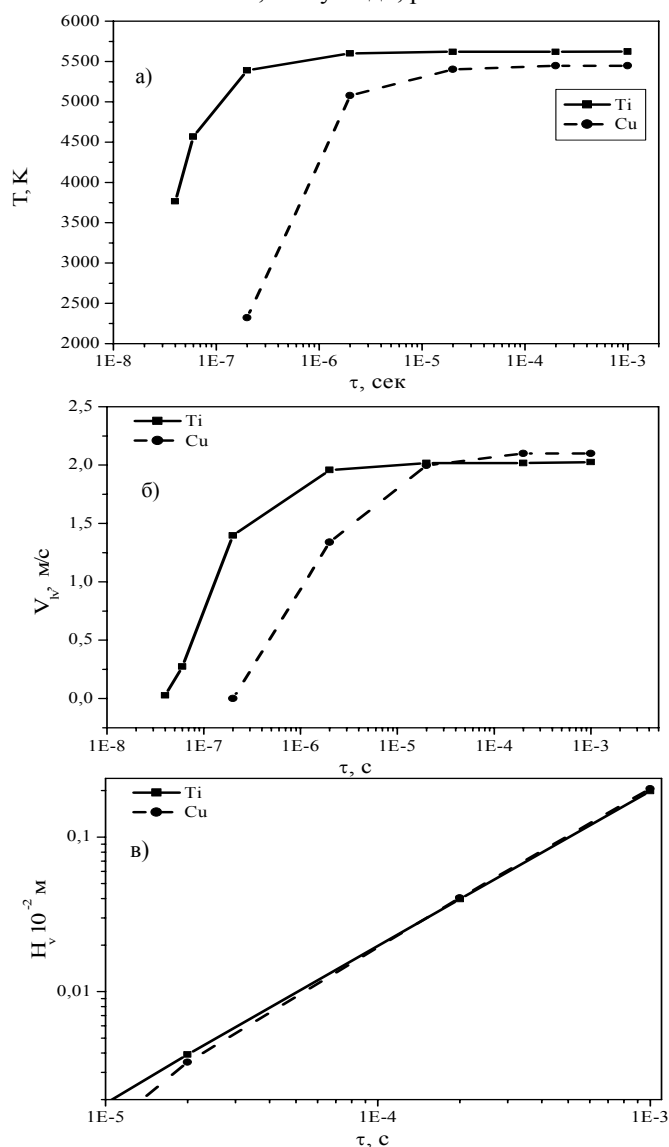


Рис.10. Зависимости от длительности лазерного импульса: а) температуры поверхности $T_{sur}(\tau_\ell)$; б) максимальной скорости испарения $v_{lv}(\tau_\ell)$; в) максимальной толщины испаренного слоя $H_v(\tau_\ell)$

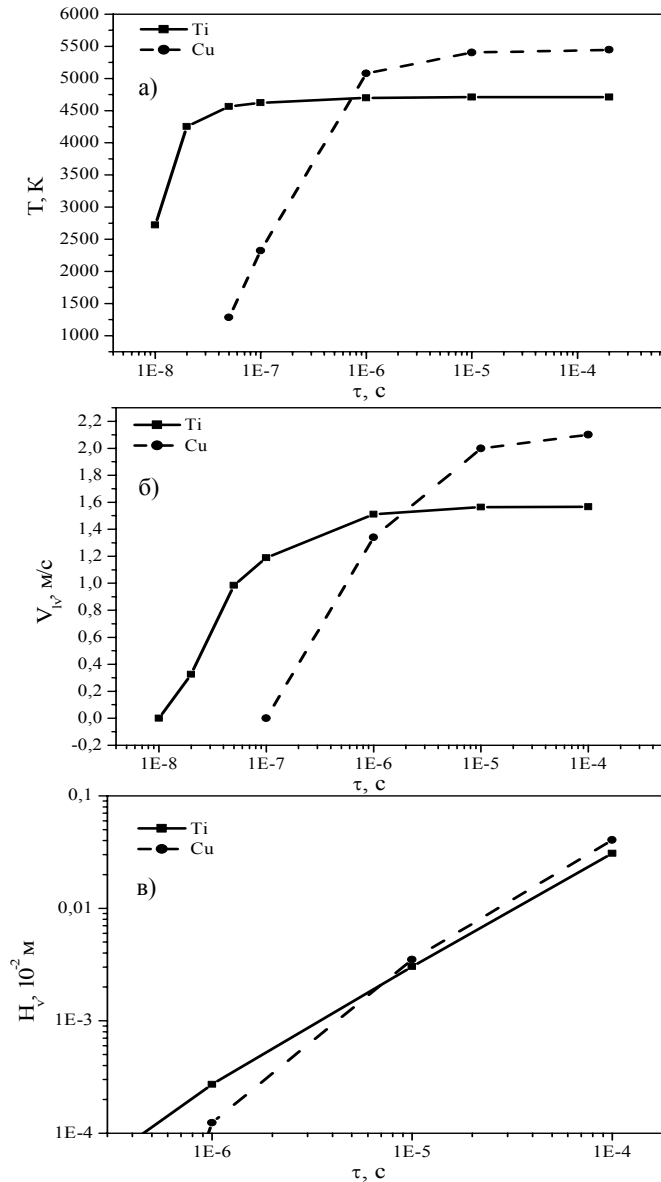


Рис.11. Зависимости от длительности лазерного импульса при $1,5 \cdot L_0$: а) температуры поверхности $T_{sur}(\tau_\ell)$; б) максимальной скорости испарения $v_{lv}(\tau_\ell)$; в) максимальной толщины испаренного слоя $H_v(\tau_\ell)$

Ситуация изменяется с увеличением длительности импульса и по мере стремления системы к стационарному состоянию. Роль теплопроводности при этом уменьшается, так как всё большая доля выделившейся энергии расходуется на нагрев твёрдой фазы и взаимодействие фазовых фронтов, хотя от величины $\lambda(T)$ зависит момент выхода системы на стационар и его характеристики. У титана стационарное состояние устанавливается значительно быстрее, к моменту времени $t \approx 10^{-6}$ с с температурой $T \approx 5700$ К и скоростью испарения $v_{lv,Ti} > v_{lv,Cu}$. У меди стационарное состояние достигается позже, к моменту времени $t \approx 2 \cdot 10^{-5}$ с с температурой $T \approx 5500$ К и скоростью испарения $v_{lv,Cu} > v_{lv,Ti}$. После выхода на стационар процессов в

каждом из металлов, энергетический баланс облучаемых поверхностей, в силу равенства (7) $-\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} = 0$, оказывается не зависящим от теплопроводности и определяется падающим потоком излучения и потоком энергии, выносимым испаренным веществом, в котором определяющую роль играет удельная теплота испарения L_0 . Установившуюся скорость фронта испарения в этом случае можно оценить соотношением (24).

В силу экспоненциальной зависимости скорости испарения от удельной теплоты испарения, её величина является определяющей. У титана, несмотря на более высокое значение стационарной температуры поверхности, из-за большей, чем у меди теплоты испарения ($L_{0,Ti} / L_{0,Cu} = 2,8$), скорость испарения оказывается меньше, рис.10б. Как следствие, количество испаренного вещества у меди (металла с высокой теплопроводностью) при длинных импульсах воздействия оказывается больше, чем у титана – металла с низкой теплопроводностью.

Наиболее заметно данный эффект проявляется при большом различии теплот испарения у сравниваемых металлов. С целью определения роли L_0 было выполнено математическое моделирование стационарного режима испарения меди и титана при тех же условиях, что и в предыдущем варианте с единственным отличием: величина удельной теплоты испарения титана $L_{0,Ti}$ была увеличена на 50%. Результаты моделирования представлены на рис.11а,б,в. Увеличение теплоты испарения титана на 50% приводит к снижению стационарной температуры поверхности титана с 5500 К до 4750 К, рис.11а, и скорости испарения с 2 м/с до $\approx 1,6$ м/с, рис.11б. Эти величины оказались заметно меньше, чем соответствующие величины у меди. Как следствие, уменьшилась и толщина испаренного слоя титана, а различие между толщинами испаренных слоев меди и титана увеличилось \approx на 25%, рис.11в.

Таким образом, стационарный режим испарения качественно отличается от нестационарных режимов, в которых определяющую роль играет теплопроводность, низкие значения которой способствуют более эффективному удалению вещества. В стационарных режимах удаление вещества не зависит от теплопроводности и полностью контролируется величиной удельной теплоты испарения.

Заключение

Анализ результатов моделирования свидетельствует о том, что качественные и количественные характеристики процессов, протекающих в облучаемой мишени, зависят от того, успевает ли система за время воздействия перейти в стационарное или квазистационарное состояние. В стационарных состояниях процесс удаления материала целиком контролируется удельной теплотой испарения, в то время как для сильно нестационарных режимов ведущую роль играют теплопроводность и теплоёмкость материалов. По этой причине при коротко импульсном воздействии ($\tau_L \leq 10^{-6}$ с) при учёте только теплового механизма большее количество материала удаляется у металлов с низкой теплопроводностью (титан). При длительных воздействиях ($\tau_L \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ с), когда в системе устанавливается стационарное (или квазистационарное) состояние, количество удалённого вещества зависит от величины удельной теплоты испарения и не зависит от теплопроводности материала. Поэтому у меди, металла с высокой теплопроводностью, но с небольшой теплотой испарения, в квазистационарных режимах количество удалённого вещества больше; чем у титана – металла с низкой теплопроводностью и большой теплотой испарения.

Стационарные режимы прямоугольного импульса характеризуются равенством (без учёта скачка плотности вещества на фазовой границе твёрдое тело-жидкость) постоянных скоро-

стей плавления и испарения $v_{sl}(t) \approx v_{lv}(t)$, большими глубинами испарённых слоёв и относительно малыми толщинами жидкости.

Нестационарные режимы воздействия, получаемые за счет перераспределения энергии в импульсе одной и той же длительности, посредством трансформации прямоугольного импульса в одну из форм – Гаусса, левостороннего или правостороннего треугольников – характеризуются рядом нестационарных эффектов. Среди них: нелинейное взаимодействие фазовых фронтов плавления и испарения, проявляющееся в значительном превышении скорости испарения над скоростью плавления $v_{sl}(t) > v_{lv}(t)$ и немонотонном характере скоростей плавления и испарения. В конечном итоге нестационарность приводит к значительному увеличению (по сравнению с прямоугольным импульсом) толщины жидкой фазы.

С помощью перераспределения плотности энергии излучения в импульсе можно усилить или ослабить влияние того или иного процесса, что может быть использовано в различных технологических приложениях. Так с точки зрения сварки и резки толстых деталей, где важна большая глубина проникновения, предпочтительнее использовать импульсы ниспадающий треугольный и гауссовой форм. В операциях сверления, где наличие жидкой фазы нежелательно, предпочтительнее использовать импульсы прямоугольной и возрастающей треугольной форм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Rykalin, A. Uglov, I.Zuev, A. Kokora. Laser and electron material processing. Handbook. Mir, Publishers Moscow, 1988.
2. J. Mazumder. Overview of melt dynamics in laser processing. Optical Engineering. 1991, v.30, № 8, p.1208–1219.
3. А.А. Веденов, Г.Г. Гладуш. Физические процессы при лазерной обработке материалов. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. V.I. Mazhukin, A.A. Samarskii. Mathematical modeling in the technology of laser treatments of materials. Surv. Math. Ind., 1994, v.4, p.85-149.
5. Н.Н. Рыкалин. Расчеты тепловых процессов при сварке. – М.: Машгиз, 1951.
6. Э.М. Карташов. Аналитические методы решения краевых задач нестационарной теплопроводности в областях с движущимися границами. Инженерно-физический журнал. 2001, т.74, №2, с.171–195.
7. D.A. Anderson, J.C. Tannehill, R.H. Pletcher. Computation fluid mechanics and heat transfer. Hemisphere Publishing Corporation. New York. Перевод: Д.Андерсен, Дж.Таннехил, Р.Плетчер. Вычислительная гидродинамика и теплообмен. Т.1, 2. – М.: Мир, 1990.
8. P.S. Mohanty, A. Kar, J. Mazumder. A modeling study on the influence of pulse shaping on keyhole laser welding. J.Laser Applications, 1996, № 8, p.291–297.
9. А.А. Углов, И.Ю. Смуров, А.М. Лашин, А.Г. Гуськов. Моделирование теплофизических процессов импульсного лазерного воздействия на металлы. – М.: Наука, 1991.
10. V.I. Mazhukin, V.V. Nossov, U. Semmler. Modeling of the influence of temporal laser pulse shape on the processes of metal treatment. Proc.IY Minsk Int. Heat and Mass Transfer Forum, – Minsk: 2000, v.5, p.481–486.
11. A.A. Samokhin. Effect of laser radiation on absorbing condensed matter. Proceedings of the Institute of General Physics Academy of Sciences of the USSR. Series Editor: A.M.Prokhorov. Vol. 13, Nova Science Publishers, Commack, – New York: 1990.
12. J.I. Masters. Problem of intense surface heating of a slab accompanied by change of phase. J. Appl.Phys., 1956, v.27, p.477–484.
13. В.И. Мажукин, А.А. Самохин. Математическое моделирование. Нелинейные дифференциальные уравнения математической физики. – М.: 1987, с.191–244.
14. D. Crou.t An application of kinetic theory to the problems of evaporation and sublimation of monoatomic gases. J. Math. Phys. 1936, №15, p. 1 – 54.
15. В.И. Мажукин, П.В. Прудковский, А.А. Самохин. О газодинамических граничных условиях на фронте испарения. Математическое моделирование. 1993, т. 5, №3, с.3–10.

16. *B. Cheynet, J.-D. Dubois, M. Milesi.* Données thermodynamiques des éléments chimiques. Techniques de l'Ingenier, traité Matériaux métalliques, 1993, p.M64-1–M64-22. Printed in France by Imprimerie Strasbourgeoise.
17. *M. Laurent, P.L. Vuillermoz.* Conductivité Thermique des solides// In Techniques de l'Ingenier, traité Constantes physico-chimiques, 1995, p.K420-1–K 420 -30. Printed in France by Imprimerie Strasbourgeoise.
18. *Landolt – Börnstein.* Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. V.6, Ed. von H. Borchers, E. Schmidt. Berlin-Göttingen-Heidelberg-New York, Springer – Verlag, 1964.
19. *К.Дж. Смилз.* Металлы. Справочник. Издание пятое. Под ред. С.Г. Глазунова. – М.: Металлургия, 1980.
20. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
21. *П.В. Бреславский, В.И. Мажукин.* Математическое моделирование процессов плавления и испарения с явным выделением фазовых границ. Инженерно-физический журнал. 1989, т.57, №1, с.107–114.
22. *V.I. Mazhukin, I. Smurov, C. Dupuy, D. Jeandel.* Simulation of Laser Induced Melting and Evaporation Processes in Superconducting Ceramics. J. Numerical Heat Transfer Part A, 1994, v.26, p. 587-600.
23. *V.I. Mazhukin, M.M. Demin, A.V. Shapranov, I. Smurov.* The method of construction dynamically adapting grids for problems of unstable laminar combustion. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, 2003, v.44, № 4, p. 387 – 415.
24. *А.А. Самарский.* Теория разностных схем. – М.: Наука, 1977.
25. *А.А. Самарский, Ю.П. Попов.* Разностные методы решения задач газовой динамики. – М.: Наука, 1992.
26. *О.Н. Королёва, В.И. Мажукин.* Математическое моделирование лазерного плавления и испарения многослойных материалов. ЖВМ и МФ, 2005, т. 46, №5, с.887–901.
27. *Б.Я. Любов, Э.Н. Соболев.* Развитие тепловой модели поверхностного испарения металлов под действием концентрированных потоков энергии. Обзор. Физ. хим. обраб. матер. 1979, №1, с.12–26.

Поступила в редакцию 22.05.2006.