

УДК 533.9

Роль фонового газа в нагреве металлических образцов фемтосекундными импульсами лазерного излучения*

В.П. Жуков¹, Н.М. Булгакова²

¹*Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск*

²*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

E-mail: zukov@ict.nsc.ru

Рассматривается обнаруженный экспериментально эффект значительного увеличения остаточного тепла в металлических мишенях при их облучении фемтосекундными лазерными импульсами в фоновом газе по сравнению с условиями вакуума. Выполнено численное моделирование нагрева платиновой мишени фемтосекундными лазерными импульсами в аргоне при нормальных условиях с учетом пробоя газа в фокусной области лазерного луча перед мишенью. Используемая модель основана на комбинации тепловой модели, описывающей нагрев и фазовые переходы в облучаемом образце, и гидродинамической модели для описания движения фонового газа, возмущенного лазерным излучением в результате многофотонной ионизации. Показано, что горячий фоновый газ эффективно нагревает облучаемый образец. Существенную роль в нагреве играют гидродинамические процессы в фоновом газе.

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, многофотонная ионизация, металлическая мишень, фоновый газ, остаточное тепло.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что при микрообработке твердых материалов ультракороткими (фемтосекундными) лазерными импульсами потери энергии лазера на нагрев мишени невелики, что является положительным фактором при микрообработке материалов. Это связано с локализацией поглощенной энергии в тонкой области у поверхности мишени из-за малых потерь за счет теплопроводности облучаемого образца [1–4]. Однако недавние эксперименты [5–7] показали значительное увеличение остаточного тепла в металлических мишенях при их облучении в присутствии фонового газа. Эффект увеличения остаточного тепла носит пороговый характер относительно мощности лазерного импульса. Эксперименты указывают на связь между аномальным нагревом мишени и образованием плазмы в области фокуса лазерного луча у поверхности облучаемого образца.

В настоящей работе дан подробный анализ физических процессов, приводящих к поглощению энергии лазерного излучения в газе из-за его значительной

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 08-01-00264-а) и программы INTAS/SO РАН (код проекта 06-1000013-8949).

ионизации, и выполнено численное моделирование динамики фонового газа с учетом теплообмена между газом и мишенью. Поскольку длительность лазерного импульса в рассматриваемом случае мала, можно условно разделить весь процесс на две стадии: (1) образование плазмы с ее последующей рекомбинацией и (2) движение газа, нагретого вследствие выделения теплоты рекомбинации с теплообменом между газом и мишенью. Для исследования теплообмена между движущимся газом и мишенью в настоящей работе была создана двумерная численная модель, в которой металл описывается уравнением теплопроводности с учетом фазовых переходов, а газ — уравнениями Навье–Стокса.

1. АНАЛИЗ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

В экспериментах [5–7] металлическая мишень, окруженная газом (варьируется химический состав газа и его давление), облучается импульсом титан-сапфирового лазера длительностью 65 фемтосекунд, энергией до 1,5 мДж и длиной волны 800 нм. Лазерный луч фокусируется на механически полированный металлический образец перпендикулярно его поверхности. После того, как образец приходит в термодинамическое равновесие, с помощью калориметрической техники измеряется тепло, оставшееся в мишени после облучения. Экспериментальные данные показывают следующее. В вакууме и в газе при малых энергиях лазерного импульса нагрев мишени соответствует величине, определяемой коэффициентом отражения металла. При увеличении энергии импульса в условиях вакуума остаточное тепло уменьшается из-за его частичного уноса продуктами испарения. При наличии же газа и достаточно большой мощности излучения остаточное тепло в мишени увеличивается более чем в 2 раза по сравнению с величиной, определяемой поглощательной способностью металла.

Обсуждаемый эффект носит пороговый характер и сопровождается пробоем газа (возникновением облака плазмы) вблизи пятна облучения (места падения луча лазера на мишень). Варьирование состава газа (использовались аргон, неон, гелий при 1,08 атм и комнатной температуре) убедительно свидетельствует о том, что эффект аномального нагрева мишени зависит от потенциала ионизации газа. Чем выше потенциал ионизации, тем большая энергия лазерного излучения необходима для возникновения этого эффекта [5–7]. Выясним, какие процессы определяют возникновение плазмы под действием ультракоротких лазерных импульсов, и оценим величину энергии, которая выделяется в газе в результате рекомбинации образовавшейся плазмы.

Эффект пробоя газа вблизи облучаемой поверхности хорошо известен в случае микро- [8–11], нано- [11–12] и пикосекундных [13–14] лазерных импульсов. Причинами возникновения пробоя могут быть многофотонная ионизация, лавинная ионизация, фотоэлектроны и микрочастицы, накапливающиеся в фоновом газе при многоимпульсной лазерной абляции. Однако в нашем случае ультракоротких одиночных импульсов последний эффект может быть исключен из рассмотрения. Пробой, вызванный фотоэлектронами, и лавинная ионизация исключаются из-за их малой эффективности в рассматриваемых здесь условиях. Действительно, сечение рассеяния электронов на молекулах атмосферных газов (O_2 , N_2 , Ar) имеет порядок 10^{-15} см². Скорость электронов с энергией несколько электронвольт $v_e \sim 10^8$ см/с. Соответственно, характерное время между столкновениями электронов с атомами газа составляет несколько пикосекунд и лавинный процесс не может быть реализован [15]. Таким образом, причиной ионизации газа при фемтосекундных лазерных импульсах может служить только многофотонная ионизация

с переходом к туннельному процессу ионизации при увеличении плотности мощности излучения [16]. Изменение числа свободных электронов со временем при многофотонной ионизации описывается зависимостью [17]

$$\partial n_e / \partial t = ANI_0^k(t), \quad (1)$$

где N — плотность нейтральных атомов, $I_0(t)$ — интенсивность лазерного излучения, A и k — константа и порядок многофотонной ионизации, которые зависят от сорта газа и длины волны λ .

Данные о коэффициентах A и k для $\lambda = 800$ нм для аргона в литературе отсутствуют. Для оценок воспользуемся данными для рубинового лазера ($\lambda = 694,3$ нм, $A \approx 10^{-94,4}$, $k \approx 8$) и Nd^{+3} лазера ($\lambda = 1060$ нм, $A \approx 8 \cdot 10^{-124 \pm 2,0}$, $k \approx 10,3 \pm 0,3$). Приведенные значения величины A предполагают, что в зависимости (1) n_e измеряется в см^{-3} , а I_0 — в $\text{Вт}/\text{см}^2$. Упрощая гауссову форму импульса с длительностью τ до прямоугольной, имеем $n_e \sim ANI_0^k \tau$. При указанных значениях A и k оценка числа электронов, возникающих в результате многофотонной ионизации при плотности энергии лазерного излучения $F_0 = 3$ Дж/см² и $\tau = 65$ фс, дает значения $n_e > 10^{21}$ см⁻³ для обеих длин волн, а значит, и для 800 нм. Таким образом, при $F_0 > 3$ Дж/см² степень ионизации аргона вблизи мишени достигает 100 % (полная однократная ионизация). Заметим, что при увеличении давления (плотности) газа эффективность многофотонной ионизации увеличивается, а пороговое значение интенсивности лазерного излучения, при котором происходит пробой, уменьшается.

В экспериментах [5–7] найдено, что образование плазмы и аномальный нагрев мишени происходят начиная с плотности энергии лазерного импульса 1 Дж/см². Такой низкий порог можно объяснить эффектом интерференции падающего и отраженного от мишени излучения. Действительно, при интерференции пиковая плотность мощности излучения увеличивается в $(1 + R_f^{1/2})^2$ раз (R_f — коэффициент отражения), а скорость процесса многофотонной ионизации — соответственно в $(1 + R_f^{1/2})^{2k}$ раз, что в наших условиях составляет величину порядка 10^4 . Этого вполне достаточно для того, чтобы порог интересующего нас эффекта по плотности энергии лазерного излучения снизился до 1 Дж/см². Образовавшаяся плазма может дополнительно поглощать энергию излучения, что увеличивает энергосодержание в плазме.

Предварительные результаты численного моделирования с учетом многофотонной и ударной ионизации, трехчастичной рекомбинации и фоторекомбинации подтверждают приведенные выше оценки. Заметим также, что степень ионизации оказывается весьма чувствительной к величине параметра k . Рекомбинация образовавшейся плазмы происходит за времена порядка нескольких наносекунд.

Таким образом, можно представить следующий сценарий аномального нагрева мишени. Благодаря многофотонной ионизации в фокусной области лазерного луча перед облучаемой мишенью происходит ионизация газа. После окончания лазерного импульса плазма рекомбинирует за времена порядка нескольких наносекунд. Энергия рекомбинации переходит в тепловую энергию газа и частично выделяется в виде излучения. Последнее частично поглощается мишенью, а частично рассеивается в окружающей среде. Область нагретого газа начинает расширяться и обмениваться теплом с мишенью. Поскольку температура газа выше температуры мишени, то происходит передача тепла от газа к мишени. В этом процессе существенную роль играет движение газа. Именно динамика газа и

исследуется ниже в настоящей работе на примере воздействия лазерного импульса фемтосекундной длительности (65 фс) на мишень из платины, помещенную в аргон при нормальных условиях, что соответствует экспериментам [5–7].

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Взаимодействие нагретого излучением аргона и металлической мишени моделируется следующим образом. Динамика газа описывается уравнениями газодинамики с учетом теплопроводности и вязкости, а процессы в платине — уравнением теплопроводности с заданными коэффициентами теплопроводности и теплоемкости, которые изменяются при достижении температур плавления и кипения. Газообразная и жидкая платина предполагаются неподвижными, что оправдано коротким временем, в течение которого платина находится в жидком состоянии, и малостью количества испаренного вещества (на данном этапе моделирования мы пренебрегаем влиянием испарения на динамику фонового газа). Уравнения имеют вид:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} \right) = -\nabla p + \operatorname{div} \hat{\pi}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{V} U) = -p \operatorname{div} \mathbf{V} + \operatorname{div}(\chi \nabla T) + (\hat{\pi})_{n,m} \frac{\partial V_n}{\partial x_m}, \quad (3)$$

$$(\hat{\pi})_{n,m} = \nu \left(\frac{\partial V_n}{\partial x_m} + \frac{\partial V_m}{\partial x_n} - \frac{2}{3} \delta_{nm} \operatorname{div} \mathbf{V} \right).$$

Здесь \mathbf{V} , ρ , p и ν — скорость, плотность, давление и вязкость газа, U — внутренняя энергия газа или металла, T — температура газа или металла. Ввиду цилиндрической симметрии процесса взаимодействия излучения с веществом задача решалась в цилиндрической (r - z) геометрии. Предполагается, что газ занимает область $0 < r < R$, $-Z_g < z < 0$, а платина — область $0 < r < R$, $0 < z < Z_{pt}$. Соответственно, уравнения (1), (2) решались в области $-Z_g < z < 0$, а уравнение для энергии (3) — в области $-Z_g < z < Z_{pt}$. При этом в области, занимаемой платиной, скорость в уравнении (3) полагалась равной 0.

Связь между давлением, температурой и внутренней энергией газа соответствует идеальному газу с показателем адиабаты γ :

$$p = (\gamma - 1)U, \quad p = p_0(\rho/\rho_0)(1 + T/T_{0C}). \quad (4)$$

Здесь $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Па — нормальное атмосферное давление, ρ_0 — плотность газа при 1 атм и 0 градусов Цельсия. Температура измеряется в градусах Цельсия, $T_{0C} = 273,15$.

В области, занятой платиной в уравнении (3), полагается $\mathbf{V} = 0$, а зависимость температуры от энергии моделируется следующим образом. В интервалах температур вне точек фазового перехода имеем соотношение $U = \int C(T) dT + \text{const}$, где C — объемная теплоемкость. В расчетах теплоемкость постоянна в пределах одной фазы. При достижении точки фазового перехода (плавления или кипения) T поддерживается постоянной при изменении энергии в интервале, равном скрытой теплоте перехода.

Заметим, что при переходе через границу $z = 0$ энергия может изменяться скачком, поскольку она может отсчитываться от разных уровней в газе и мишени. Однако температура и тепловой поток $-\chi \partial T / \partial z$ непрерывны, что является граничными

условиями для уравнения (3) при $z = 0$. Остальные граничные условия таковы. При $z = 0$ r - и z -компоненты скорости равны 0 (условие прилипания). На периферийных границах в области газа используются следующие условия

$$V_z = 0, \partial V_r / \partial z = 0 \quad \text{при } z = -Z_g,$$

$$V_r = 0, \partial V_z / \partial r = 0 \quad \text{при } r = R.$$

Температура на этих границах полагалась равной начальной. На периферийных границах в области, занятой платиной ($z > 0$), ставятся условия отсутствия потока тепла (нормальная производная температуры равна 0). Заметим, что периферийные границы расположены достаточно далеко и вид граничных условий на них не влияет на результаты расчетов. Граничные условия на оси имеют обычный вид $V_r = \partial V_z / \partial r = \partial U / \partial r = \partial \rho / \partial r = \partial T / \partial r = 0$.

Начальные условия соответствуют неподвижному газу $\mathbf{V} = 0$ при постоянной плотности. Температура газа в области каустики, размером R_L по r и Z_L по z , задавалась на основе приведенных выше оценок поглощения излучения. В связи с гауссовой формой лазерного импульса по пространству и времени распределение температуры задается в виде

$$T(t=0) = T_0 + T_L \exp\left(-r^2/R_L^2 - z^2/Z_L^2\right),$$

где T_L определяется из выражения

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{\gamma-1} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{T_L}{T_{0C}} 2\pi \int \exp\left(-r^2/R_L^2 - z^2/Z_L^2\right) r dr dz = \\ = \frac{p_0}{\gamma-1} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{T_{\text{ion}}}{T_{0C}} \pi R_L^2 Z_L + P_{rc} R_f \pi R_L^2 Q_L. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь интеграл берется по области, занимаемой газом, T_0 — фоновая (комнатная) температура, $T_{\text{ion}} = 15,76 \cdot 11604 (\gamma - 1)$ К — температура, соответствующая энергии ионизации, равной в случае аргона 15,76 эВ (1 эВ = 11604 К), Q_L — энергия лазерного импульса на единицу площади, $\pi R_L^2 Q_L$ — полная энергия лазерного импульса, P_{rc} — некоторое число, описывающее эффект поглощения газом доли энергии лазерного импульса, отраженной от мишени. Таким образом, выражение (5) соответствует тому, что выделившейся в газе энергии лазерного импульса достаточно для ионизации аргона в объеме $\pi R_L^2 Z_L$, и, кроме того, в образовавшейся плазме поглощается некоторая доля P_{rc} от энергии лазерного излучения, отразившегося от платиновой мишени $R_f \pi R_L^2 Q_L$. Величина P_{rc} является параметром задачи ($0 \leq P_{rc} < 1$).

Распределение внутренней энергии в платине в начальный момент времени имело вид

$$U = U_{0Pt} \exp\left(-\mu z - r^2/R_L^2\right).$$

Здесь μ — коэффициент поглощения платины. Величина U_{0Pt} находится из условия, что полная энергия, заключенная в платине $U_{0Pt} 2\pi \int \exp\left(-\mu z - r^2/R_L^2\right) r dr dz$ (интеграл берется по объему, занимаемому платиной), равна поглощенной платиной энергии $(1 - R_f) \pi R_L^2 Q_L$.

Задача решается для платиновой пластины толщиной $Z_{Pt} = 1 \text{ мм} = 10^{-3} \text{ м}$. Мишень облучается лазерным импульсом интенсивностью 3 Дж/см^2 и радиусом пятна облучения $R_L = 50 \text{ мкм}$ [5–7]. Толщина зоны пробоя в фокусе лазерного луча перед мишенью $Z_L = 100 \text{ мкм}$.

Размер расчетной области по радиусу и размер области, занимаемой газом по z , изменялся от 220 мкм до 3000 мкм по мере того, как движение газа охватывало все большее пространство. Начальная температура системы платина–аргон — 20 °С. Аргон находится при давлении 1,08 атм. Показатель адиабаты аргона $\gamma = 5/3$. Зависимости теплопроводности и вязкости аргона описываются выражениями $\chi_{Ar} = 0,016(1 + T/T_{0C})^{1/2} \text{ Вт/(м·К)}$ и $\nu = 0,00204(1 + T/T_{0C})^{1/2} \text{ кг/(м·с)}$. Для пластины используются следующие теплофизические и оптические параметры: коэффициент поглощения излучения $\mu = 50 \text{ мкм}^{-1}$, коэффициент отражения $R_f = 0,65$, теплопроводность твердой и жидкой фаз 74 и 55 Вт/(м·К) соответственно, теплоемкость твердой и жидкой фаз $2,992 \cdot 10^6$ и $4 \cdot 10^6 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{К)}$ соответственно, температура плавления платины равна 1769,3 °С, теплота плавления — $2,37 \cdot 10^9 \text{ Дж/м}^3$, температура кипения — 3827 °С и теплота испарения — $4,9 \cdot 10^{10} \text{ Дж/м}^3$.

Для газообразной фазы платины значения коэффициентов теплопроводности и теплоемкости неизвестны. Расчеты показывают, что до температуры кипения нагревается пренебрежимо тонкий слой платины (менее 0,1 мкм), а потому в данной работе его влиянием на общий процесс пренебрегается и в приведенных ниже расчетах полагается, что коэффициенты теплопроводности и теплоемкости этого слоя равны их значениям в жидкой фазе.

При проведении расчетов в безразмерных переменных в качестве единиц измерения используются следующие величины: длина $z_0 = 10^{-6} \text{ м}$ (1 мкм), время $t_0 = 10^{-9} \text{ с}$ (1 нс), скорость z_0/t_0 , плотность $\rho_0 = 1,7839 \text{ кг/м}^3$ (что соответствует плотности аргона при $T = 0 \text{ °С}$ и давлении $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$), давление и внутренняя энергия $p_* = \rho_0 z_0^2/t_0^2$. Температура измеряется в градусах Цельсия.

Свойства материала и параметры лазерного импульса в безразмерном виде связаны с размерными величинами (знак dim) следующим образом: теплопроводность $\chi = \chi^{\text{dim}} t_0^3 / (\rho_0 z_0^4) \equiv \chi^{\text{dim}} t_0 / (p_* z_0^2)$, вязкость $\nu = \nu^{\text{dim}} t_0 / (\rho_0 z_0^2)$, объемная теплоемкость $C = C^{\text{dim}} / p_*$, коэффициент поглощения $\mu = \mu^{\text{dim}} z_0$, интенсивность лазерного излучения $Q_L = Q_L^{\text{dim}} 10^4 / (p_* z_0)$ (коэффициент 10^4 связан с тем, что Q_L задано в Дж/см², а не в Дж/м²). В такой нормировке вид всех уравнений и соотношений за исключением (4) и (5) сохраняется. Выражения (4) и (5) принимают вид:

$$P = \beta p (1 + T/T_{0C}), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\beta}{\gamma-1} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{T_L}{T_{0C}} 2\pi \int \exp(-r^2/R_L^2 - z^2/Z_L^2) r dr dz = \\ & = \frac{\beta}{\gamma-1} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{T_{\text{ion}}}{T_{0C}} \pi R_L^2 Z_L + P_{rc} R_f R_L^2 Q_L, \end{aligned}$$

где $\beta = p_0/p_*$. Заметим, что значение давления p_{atm} , измеряемое в атмосферах, и безразмерное давление p связаны между собой соотношением $p_{\text{atm}} = p/\beta$.

В цилиндрической геометрии уравнения (1)–(3) принимают следующий вид:

$$\rho \left(\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \pi_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial \pi_{zr}}{\partial z} - \frac{\pi_{\varphi\varphi}}{r}, \quad (7)$$

$$\rho \left(\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \pi_{zz}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \pi_{zr})}{\partial r}, \quad (8)$$

$$\pi_{rr} = v \left(-\frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{4}{3} \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{V_r}{r} \right), \quad (9)$$

$$\pi_{\varphi\varphi} = v \left(-\frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{4}{3} \frac{V_r}{r} \right), \quad (10)$$

$$\pi_{zz} = v \left(\frac{4}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{V_r}{r} \right), \quad (11)$$

$$\pi_{zr} = v \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right), \quad (12)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{V}U) = -p \operatorname{div} \mathbf{V} + \operatorname{div}(\chi \nabla T) + Q_v, \quad (14)$$

$$Q_v = \pi_{rr} \frac{\partial V_r}{\partial r} + \pi_{\varphi\varphi} \frac{V_r}{r} + \pi_{zz} \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{\pi_{zr}^2}{v},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{f} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r f_r)}{\partial r} + \frac{\partial f_z}{\partial z}, \quad \mathbf{f} = (\rho \mathbf{V}, \mathbf{V}U, \mathbf{V}), \quad \nabla T = \left(\frac{\partial T}{\partial r}, \frac{\partial T}{\partial z} \right).$$

Для решения поставленной задачи использовалась конечно-разностная схема расщепления типа схемы стабилизирующей поправки на сдвинутой адаптивной квазиравномерной регулярной сетке. Подробно схема описана в [18].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Проследим развитие течения на примере варианта с $P_{rc} = 0$, что соответствует случаю без учета эффекта интерференции. Ниже на рисунках приведена плотность газа, нормированная на начальное значение, температура представлена в градусах, давление в атмосферах, скорость в км/с, расстояние в мкм.

Результаты расчетов показывают, что в развитии течения можно выделить следующие этапы:

1. $t < 100$ нс после окончания лазерного импульса. В результате сильного нагрева газ начинает расширяться с образованием ударной волны и области низкой плотности. Однако в очень узком слое у поверхности пятна облучения плотность газа очень быстро возрастает более чем на порядок. Это связано с тем, что температура облучаемой поверхности платины значительно ниже температуры газа. При контакте с поверхностью газ охлаждается, его давление падает, что приводит к притоку газа к границе аргон–платина. На рис. 1 представлены распределения давления, плотности и температуры в момент времени 47 нс. На этих временах размер области высокой температуры и образующейся области низкой плотности еще мало отличается от начального объема, где произошел пробой газа, и составляет ~ 100 мкм.

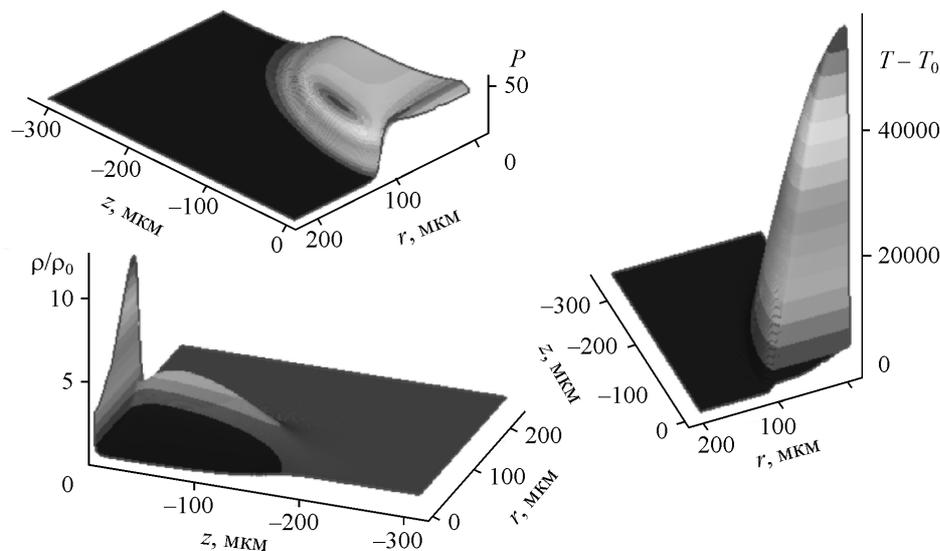


Рис. 1. Пространственные распределения плотности, давления и отклонения температуры от начальной в момент времени $t = 47$ нс после окончания лазерного импульса. Точка $(r, z) = (0, 0)$ соответствует центру пятна облучения на мишени.

Приток горячего газа к границе аргон–платина увеличивает количество тепла, передаваемого от газа к мишени. Увеличение тепловой энергии платины ощутимо уже на временах порядка десятков наносекунд, однако основное количество теплоты передается на временах порядка микро- и миллисекунд.

Рассмотрим эволюцию распределения температуры в платине. При $t = 0$ вся избыточная энергия в платине сосредоточена в тонком слое у ее поверхности порядка 1 мкм. Температура поверхности соответствует газообразной фазе. Большие градиенты температуры по z приводят к быстрому отводу тепла вглубь металла. Соответственно, максимум температуры уменьшается до значений, соответствующих твердой платине за времена ~ 2 нс. Температура аргона на этих временах составляет десятки тысяч градусов. Заметим, что поведение максимальной температуры поверхности платины практически одинаково для $P_{rc} = 0$ и $P_{rc} = 0,1$. Напомним, что в настоящей работе мы не рассматриваем процессы, происходящие в газообразной фазе платины. Малое количество (слой $\leq 0,1$ мкм) испаренного материала не окажет заметного влияния на рассматриваемую здесь динамику фонового газа, вызванную лазерным пробоем. В свою очередь динамика фонового газа может существенным образом повлиять на движение продуктов испарения, вызвав их частичное перенапыление на мишень, что планируется исследовать в будущем;

2. В дальнейшем до $t \sim 100$ мкс течение происходит следующим образом. Расширение локально нагретого аргона приводит к образованию полусферической ударной волны, распространяющейся к периферии со скоростью ~ 1 км/с. За фронтом этой волны плотность газа падает, а температура остается высокой. Вследствие расширения газа максимум температуры уменьшается со временем. В кольцевой области контакта волны с мишенью происходит соприкосновение горячего газа и холодной поверхности. На распределении z -компоненты скорости газа четко видно, что в месте контакта волны с поверхностью платины скорость направлена к поверхности (положительна), а в приграничных областях, через которые волна уже прошла, скорость близка к нулю (рис. 2, $t = 650$ нс). К этому времени в окрестности пятна облучения сформирована область высокой температуры

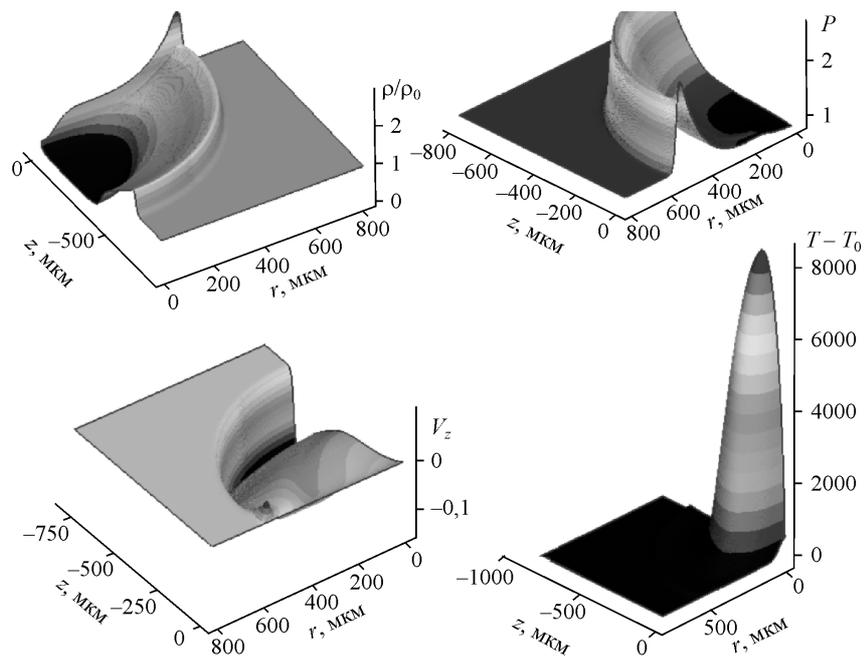


Рис. 2. Пространственные распределения плотности, давления, z -компоненты скорости и отклонения температуры от начальной в момент времени $t = 650$ нс.

и низкой плотности (каверна) радиусом порядка 400 мкм, размер которой в дальнейшем практически не увеличивается со временем. Плотность газа в каверне достигает своего минимального значения (в 30 раз меньше, чем первоначальная плотность аргона) в момент времени $t \approx 1$ мкс. Ударная волна удаляется от каверны и постепенно ослабевает (рис. 3 соответствует 4,7 мкс).

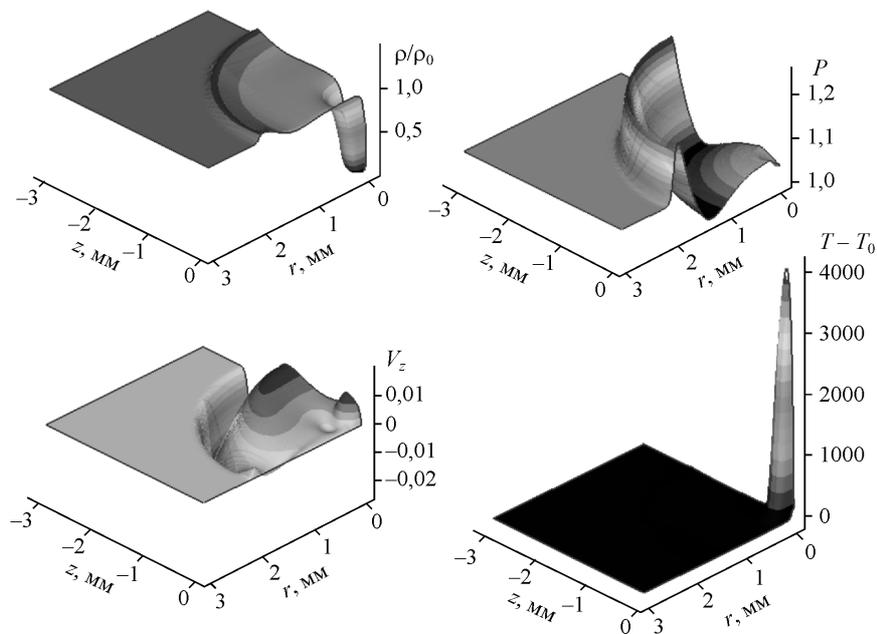


Рис. 3. То же, что на рис. 2, в момент времени $t = 4,7$ мкс.

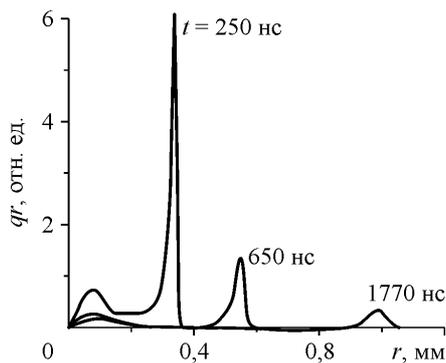


Рис. 4. Распределение потока тепла $qr = -r\chi\partial T/\partial z$ по радиусу на поверхности мишени в различные моменты времени. Поток тепла представлен в безразмерных переменных.

На поверхности мишени в различные моменты времени ($r = 0$ соответствует центру пятна облучения). Здесь $q = -\chi\partial T/\partial z$ — поток тепла в безразмерном виде. Заметим, что на временах порядка нескольких микросекунд после окончания лазерного импульса максимальная температура поверхности превышает комнатную на ~ 150 градусов, при этом платина прогревается на глубину ~ 20 мкм;

3. $t > 100$ мкс. Со временем амплитуда и скорость ударной волны уменьшаются и ее влияние на теплообмен между газом и платиной становится несущественным. В расчетах область была ограничена и наблюдалось отражение волны от внешних границ. Однако при размере области больше 3 мм влияние внешних границ на интересующие нас процессы пренебрежимо мало.

На временах, больших нескольких десятков мкс, наблюдается медленное расширение каверны и области высокой температуры до размеров расчетной области. Температура и плотность постепенно выравниваются во всей области. Давление становится практически постоянным на еще более ранних временах. Газ медленно циркулирует вблизи мишени, его скорость мала и слабо меняется со временем. Может создаться ситуация, когда непосредственно вблизи границы с платиной z -компонента скорости отрицательна (аргон движется от платины). Однако более типичной является ситуация, когда в непосредственной близости к поверхности платины z -компонента скорости положительна. Таким образом, нагрев платины продолжается за счет ее обдувания более горячим аргоном. Сравнение описываемых результатов расчетов с расчетами, в которых обмен энергией происходит только благодаря теплопроводности без учета газодинамического механизма, показывает, что даже медленное движение газа к поверхности металла при $t > 1$ мс приводит к заметной интенсификации его нагрева.

На временах $\geq 0,1$ с, когда температура аргона приближается к ее начальному значению (20 °C), нагрев платины сменяется ее охлаждением и накопленная мишенью тепловая энергия начинает постепенно уменьшаться.

Рассмотрим энергетические характеристики процесса. На рис. 5 представлены зависимости от времени кинетической энергии U_k и внутренней энергии газа U_g (за вычетом начальной энергии газа, соответ-

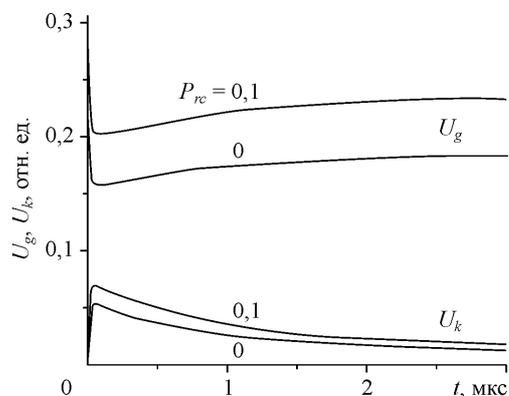


Рис. 5. Зависимость тепловой U_g и кинетической U_k энергий аргона от времени при $P_{rc} = 0$ и $P_{rc} = 0,1$.

вующей температуре T_0), нормированных на полную энергию лазерного излучения. В первые моменты времени тепловая энергия расходуется на приведение газа в движение. Далее в результате работы вязких сил кинетическая энергия газа опять переходит в тепловую, что обеспечивает небольшое увеличение последней со временем. На больших временах оба вида энергии медленно уменьшаются, при этом часть энергии газа уходит на нагрев платины, а часть уносится через границу расчетной области на периферию.

На рис. 6 приведено поведение тепловой энергии платины (за вычетом начальной энергии, соответствующей температуре T_0), нормированной на полную энергию лазерного излучения при разных значениях энерговыделения в газе (параметра P_{rc}). Видно, что зависимость от P_{rc} существенна. При $P_{rc} = 0,1$ выделенная в платине энергия составляет 60 % энергии излучения, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [5–7]. Это указывает на то, что эффект интерференции падающего и отраженного излучения играет заметную роль в процессе пробоя фонового газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучены процессы, происходящие при облучении металлической мишени фемтосекундными импульсами лазерного излучения в присутствии фонового газа, когда реализуется лазерный пробой последнего. Представлена комбинированная численная модель нагрева металлической мишени ультракоротким лазерным импульсом, учитывающая нагрев и движение окружающего газа с теплообменом между газом и мишенью. Показана определяющая роль окружающего газа в эффекте увеличения остаточного тепла в мишени. Выявлены эффекты (многофотонная ионизация и интерференция падающего и отраженного излучения), отвечающие за пробой газа и поглощение газом энергии лазерного излучения в случае ультракоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов. Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными [5–7].

В работе показано, что аномальный нагрев мишени, обнаруженный в экспериментах [5–7] по взаимодействию фемтосекундных лазерных импульсов с платиновой мишенью, может быть объяснен кондуктивным теплообменом между нагретым фоновым газом и мишенью. Определяющую роль при этом играет движение газа. В динамике течения газа можно выделить три особенности — расходящуюся ударную волну, движение горячего газа к более холодной поверхности мишени и кольцевую область контакта волны с мишенью, где осуществляется основной

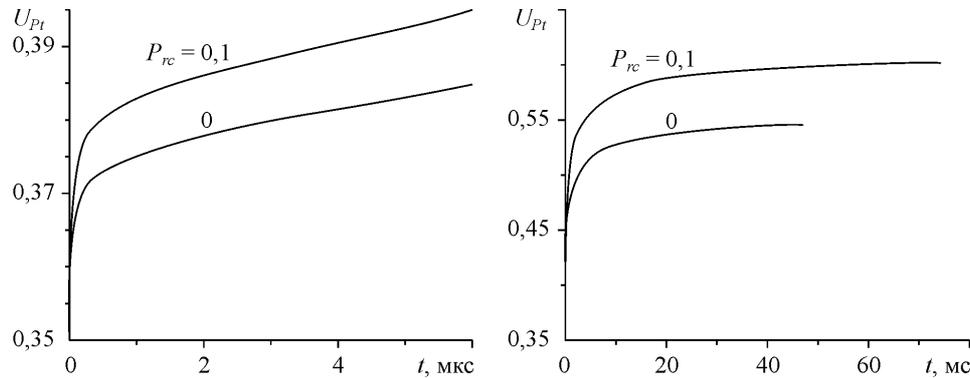


Рис. 6. Зависимость тепловой энергии платины от времени при $P_{rc} = 0$ и $P_{rc} = 0,1$. На верхнем рисунке время дано в мкс, а на нижнем — в мл.

теплообмен. В этой кольцевой области горячая плазма может приводить к модификации поверхности материала, что, по-видимому, и наблюдается при лазерной обработке материалов в газовой среде [19]. Избыточный нагрев мишени весьма чувствителен к энергии, выделившейся в газе. Величина последней определяется процессами ионизации газа импульсным лазерным излучением. В дальнейшем планируется дополнить модель учетом реальной динамики пробоя и расчетами радиационного теплообмена между горячим газом и мишенью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chichkov B.N., Momma C., Nolte S. et al. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids // Appl. Phys. A. — 1996. — Vol. 63. — P. 109–115.
2. Margetic V., Pakulev A., Stockhaus A. et al. A comparison of nanosecond and femtosecond laser-induced plasma spectroscopy of brass samples // Spectrochim. Acta B. — 2000. — Vol. 55. — P. 1771–1785.
3. Le Harzic R., Huot N., Audouard E. et al. Comparison of heat-affected zones due to nanosecond and femtosecond laser pulses using transmission electronic microscopy // Appl. Phys. Lett. — 2002. — Vol. 80. — P. 3886–3888.
4. Feng Q., Picard Y.N., Liu H. et al. Femtosecond laser micromachining of a single-crystal superalloy // Scripta material. — 2005. — Vol. 53. — P. 511–516.
5. Vorobyev A.Y., Guo C. Direct observation of the enhanced residual thermal energy coupling to solids in femtosecond laser ablation // Appl. Phys. Lett. — 2005. — Vol. 86. — P. 011916-1–011916-3.
6. Vorobyev A.Y., Guo C. Enhanced energy coupling in femtosecond laser-metal interactions at high intensities // Opt. Express. — 2006. — Vol. 14. — P. 13113–13119.
7. Vorobyev A.Y., Kuzmichev V.M., Kokody N.G. et al. Residual thermal effects in Al following single ns- and fs-laser pulse ablation // Appl. Phys. A. — 2006. — Vol. 82. — P. 357–362.
8. Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И. и др. Низкопороговый пробой воздуха вблизи мишени излучением CO₂-лазера и связанный с ним высокий импульс отдачи // Письма в ЖЭТФ. — 1973. — Т. 17, № 8. — С. 413–415.
9. Pirri A.N., Root R.G., Wu P.K.S. Plasma energy transfer to metal surfaces irradiated by pulsed lasers // AIAA J. — 1978. — Vol. 16. — P. 1296–1304.
10. McKay J.A., Bleach R.D., Nagel D.J. et al. Pulsed-CO₂-laser interaction with aluminium in air: Thermal response and plasma characteristics // J. Appl. Phys. — 1979. — Vol. 50. — P. 3231–3240.
11. Кабашин А.В., Никитин П.И., Марин В. и др. Электрические поля лазерной плазмы при оптическом пробое воздуха вблизи различных мишеней // Квантовая электроника. — 1998. — Т. 25, № 1. — С. 26–30.
12. Агеев В.П., Барчуков А.И., Бункин Ф.В. и др. Нагрев металлов излучением импульсного CO₂-лазера // Квантовая электроника. — 1979. — Т. 6, № 1. — С. 78–85.
13. Mao S.S., Mao X., Greif R. et al. Dynamics of an air breakdown plasma on a solid surface during picosecond laser ablation // Appl. Phys. Lett. — 2000. — Vol. 76. — P. 31–33.
14. Климентов С.М., Кононенко Т.В., Пивоваров П.О. и др. Роль плазмы в абляции материалов ультракороткими лазерными импульсами // Квантовая электроника. — 2001. — Т. 31, № 5. — С. 378–382.
15. Bulgakova N. M., Zhukov V. P., Vorobyev A. Y. et al. Modeling of residual thermal effect in femtosecond laser ablation of metals: role of gas environment // Appl. Phys. A. — 2008. — Vol. 92. — P. 883–889.
16. Кельдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47, № 5. — С. 1945–1957.
17. Ireland C.L.M., Morgan C.G. Gas breakdown by a short laser pulse // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1973. — Vol. 6. — P. 720–729.
18. Булгакова Н.М., Жуков В.П. Численное моделирование нагрева металлической мишени фемтосекундными лазерными импульсами в присутствии газа // Вычислительные технологии. — 2008. — Т. 13, № 8. — С. 21–37.
19. Weck A., Crawford T.H.R., Wilkinson D.S. et al. Laser drilling of high aspect ratio holes in copper with femtosecond, picosecond and nanosecond pulses // Appl. Phys. A. — 2008. — Vol. 90. — P. 537–543.

Статья поступила в редакцию 8 сентября 2008 г.