

Определение транспортных и оптических свойств неидеальной плазмы твердотельной плотности при фемтосекундном лазерном воздействии

*М. Б. Агранат, Н. Е. Андреев, С. И. Ашитков, М. Е. Вейсман, П. Р. Левашов,
А. В. Овчинников, Д. С. Ситников, В. Е. Фортов, К. В. Хищенко*

*Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 ноября 2006 г.

После переработки 12 февраля 2007 г.

С помощью фемтосекундной интерферометрической микроскопии получены экспериментальные данные о величинах амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения лазерного импульса от неидеальной плазмы твердотельной плотности, создаваемой на поверхности металлической мишени интенсивным фемтосекундным лазерным излучением. Разработанная теоретическая модель взаимодействия интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельными мишениями, использующая двухтемпературное уравнение состояния облучаемого вещества, позволяет описывать динамику образования и разлета плазмы. Сопоставление полученных экспериментальных данных с результатами моделирования дает новую информацию о коэффициентах переноса и поглощающей способности неидеальной плазмы.

PACS: 52.25.Os, 52.38.-r, 52.50.-b

В работе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований свойств лазерной плазмы, образующейся на поверхности алюминиевой мишени при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с потоками мощности $\lesssim 10^{14}$ Вт/см². Такие лазерные импульсы инициируют на поверхности мишени тонкий слой неидеальной плазмы твердотельной плотности с электронной температурой до ~ 10 эВ. В отличие от работ [1, 2], особое внимание уделено начальной стадии (в интервале $10^2 \div 10^3$ фс) нагрева и разлета плазмы в условиях неразвитого гидродинамического движения ионов.

В исследованиях была применена методика оптической интерферометрической микроскопии с фемтосекундным временным разрешением, позволяющая получить информацию о динамике изменения не только амплитуды, но и фазы отраженной волны зондирующего излучения в области воздействия. Сопоставление результатов численного моделирования с полученными экспериментальными данными дало возможность найти коэффициенты в выражениях для эффективной частоты столкновений электронов, в отличие от моделей [2–4]. В отличие от подхода [5], в настоящей работе не делается предположений об отсутствии плавления металла и малости электронной температуры по сравнению с энергией Ферми. Это позволяет использовать предложенную модель в широком диапазоне параметров обра-

зующейся на поверхности мишени неидеальной плазмы.

Источником излучения являлась лазерная система с активной средой хром-форстерит, генерирующая фемтосекундные импульсы на длине волны $\lambda_1 = 1240$ нм [6]. Длительность импульсов на полувысоте (FWHM), измеренная с помощью автокоррелятора неколлинеарной второй гармоники, в данном эксперименте составляла $\tau_L \simeq 110$ фс в приближении формы огибающей импульса sech^2 . Также с помощью коррелятора третьей гармоники проводились измерения временного профиля импульса в широком диапазоне изменения мощности. Отношение интенсивности (контраст) в максимуме импульса к интенсивности за 1 пс до максимума составляло не менее 10^4 , а за 2 пс – более 10^6 [7].

На рис.1 приведена схема измерений, представляющая интерферометр Майкельсона с переносом изображения поверхности исследуемого образца в плоскость матрицы прибора с зарядовой связью.

В экспериментах использовались пленки алюминия толщиной ~ 1 мкм, напыленные на стеклянную подложку. После каждого воздействия нагревающего импульса мишень смешалась на новое место.

Нагрев мишени осуществлялся *p*-поляризованным лазерным импульсом на основной длине волны лазера λ_1 , под углом падения 45° . Пространственное распределение интенсивности излучения накачки на

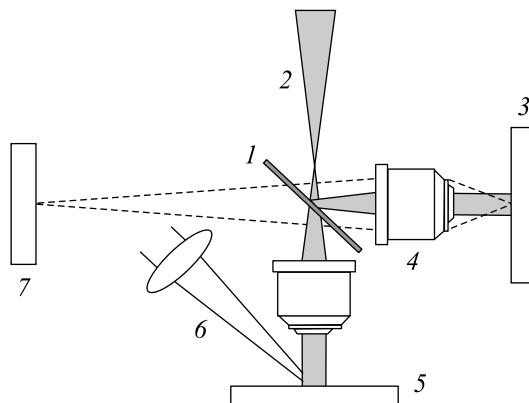


Рис.1. Оптическая схема измерений: 1 – светоделительная пластина, 2 – зондирующий импульс, 3 – опорное зеркало, 4 – микрообъективы, 5 – мишень, 6 – греющий импульс, 7 – ПЗС матрица

мишени соответствовало гауссову с диаметром пучка в фокусе около 70 мкм на уровне e^{-2} . Зондирующий импульс с варьируемой временной задержкой (вторая гармоника $\lambda_2 = 620$ нм) был направлен по нормали к поверхности образца. Перенос изображения поверхности исследуемого образца в плоскость ПЗС матрицы осуществлялся микрообъективом с числовой апертурой $N_A = 0.2$. Второе опорное плечо интерферометра содержало аналогичный объектив и диэлектрическое зеркало с длиной волны λ_2 . Тепловое излучение плазмы отрезалось узкополосным интерференционным светофильтром. Отраженный от поверхности образца зондирующий луч (объектный), интерферируя с опорным лучом, образовывал в плоскости ПЗС матрицы последовательность интерференционных колец.

Регистрируемый ПЗС матрицей кадр представлял собой пространственное распределение интенсивности, $I(x, y) = |E_{\text{obj}}|^2 + |E_{\text{ref}}|^2 + 2\text{Re}\{E_{\text{obj}}E_{\text{ref}}^*\}$, как результат интерференции объектной и опорной волн, $E_{\text{obj}}(x, y) = \tilde{r}(x, y)A_1(x, y)\exp[i\varphi_1(x, y)]$, $E_{\text{ref}}(x, y) = A_2(x, y)\exp[i\varphi_2(x, y)]$, где $A_1, A_2, \varphi_1, \varphi_2$ – амплитуды и фазы интерферирующих волн. Объектная волна при этом содержит информацию о комплексном коэффициенте отражения образца, который может быть записан в виде $\tilde{r}(x, y) = r(x, y)\exp[i\Psi(x, y)]$, где r и Ψ – модуль и фаза комплексного коэффициента отражения.

При обработке интерферограмм с помощью алгоритма фурье-преобразования [8, 9] определялось лазерно-идуцированное изменение r и Ψ , $r_{\text{ind}}(x, y) = r_t(x, y)/r_i(x, y)$, $\Psi_{\text{ind}}(x, y) = \Psi_t(x, y) - \Psi_i(x, y)$. Здесь r_i и Ψ_i – модуль и фаза комплексного коэффициента отражения мишени до воздействия нагре-

вающего лазерного импульса, r_t и Ψ_t – то же для облученной мишени.

Применение ПЗС камеры с размером матрицы 1024×1024 пикселей и разрядностью 12 бит позволило при данных параметрах оптической схемы интерферометра реализовать измерения с погрешностью менее 1% для изменения модуля коэффициента отражения и $\sim \pi/200$ для изменения фазы при величине пространственного разрешения ~ 2 мкм

На рис.2 приведен пример реконструкции изменения $r_{\text{ind}}(x, y)$ и $\Psi_{\text{ind}}(x, y)$ в области нагрева лазерным

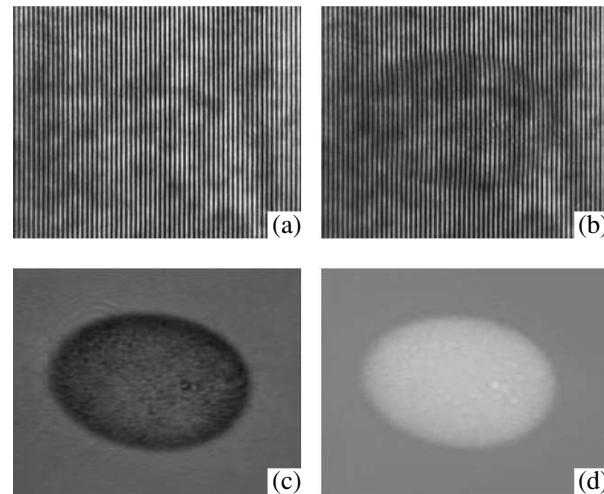


Рис.2. Интерферограммы поверхности алюминиевой мишени до воздействия (а) и спустя 530 фс после воздействия греющего импульса (б) и восстановленные пространственные распределения r_{ind} (с) и Ψ_{ind} (д)

импульсом с $I_0 \simeq 1.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см².

На рис.3 представлены зависимости r_{ind} и Ψ_{ind} от максимальной интенсивности лазерного излучения греющего импульса I_0 при различной величине задержки ($\Delta t = 130, 530$ и 930 фс) зондирующего импульса относительно нагревающего. Каждая из экспериментальных точек на графиках является результатом усреднения по 5–10 измерениям.

Теоретические кривые на рис.3 получены в результате моделирования процессов нагрева мишени интенсивным лазерным импульсом, образования и разлета плазмы, с расчетом амплитуды и фазы отраженного поля зондирующего импульса на удвоенной частоте.

Самосогласованная теоретическая модель включает систему электродинамических уравнений для описания поглощения и отражения лазерного излучения, уравнений ионизационной кинетики и уравнений одножидкостной гидродинамики, включающей электрон-ионную релаксацию и электронную тепло-

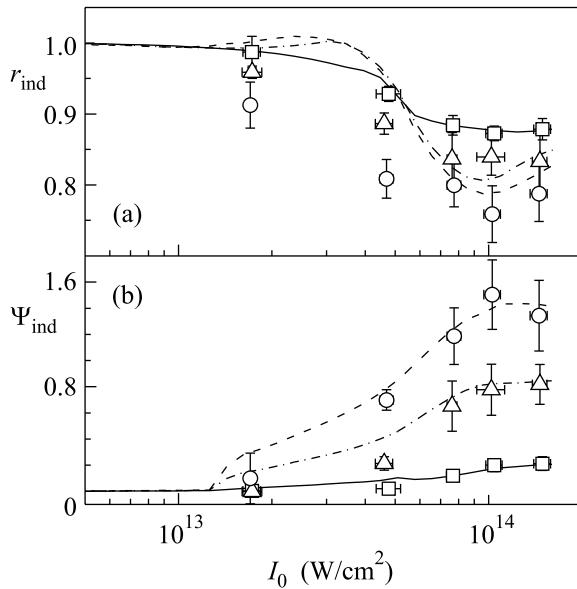


Рис.3. Экспериментальные (маркеры) и расчетные (кривые) зависимости r_{ind} (а) и Ψ_{ind} (б) от интенсивности лазерного излучения греющего импульса I_0 при временах задержки $\Delta t = 130$ (□, сплошная линия), 530 (Δ , штрих пунктир) и 930 фс (\circ , штриховая линия)

проводность [10, 11], а также новое широкодиапазонное двухтемпературное уравнение состояния облучаемого вещества.

При рассматриваемых временах процессов, $t \lesssim 1$ пс, все характерные размеры неоднородностей в направлении z , перпендикулярном поверхности мишени, не превышают 1 мкм и оказываются существенно меньше размеров неоднородности вдоль поверхности мишени, которые определяются размером пятна фокусировки и составляют десятки микрон. Поэтому для анализа экспериментальных данных была использована одномерная версия разработанной модели, учитывающая изменения всех величин только в направлении z и единственную компоненту скорости квазинейтрального разлета плазмы V в направлении z перпендикулярно поверхности мишени.

Гидродинамические уравнения непрерывности для объемной концентрации тяжелых частиц (атомов и ионов) n_a и изменения импульса вещества для скорости V записываются стандартным образом с учетом термической ионизации в модели среднего заряда иона Z [10], а уравнения для энергий электронов e^e и тяжелых частиц e^i имеют следующий вид:

$$Zn_a [\partial_t + V \partial_z] e^e = -\partial_z q_T - Q_Z + Q_{IB} - e^e \Theta - P_e \partial_z V - Q^{ei}, \quad (1)$$

$$n_a [\partial_t + V \partial_z] e^i = -P_i \partial_z V + Q^{ei}, \quad (2)$$

где P_e и P_i – давления электронов и тяжелых частиц, определяемые уравнением состояния вещества; Θ и Q_Z – полная скорость термической ионизации и плотность мощности, затраченной на ионизацию, вычисляемые при помощи модели среднего иона, формулы Лотца для ударной ионизации и принципа детально-го баланса [10, 11]; $Q^{ei} = \gamma^{ei} Z n_a (T_e - T_i)$ – плотность энергии электрон-ионной релаксации, T_e и T_i – температуры электронов и тяжелых частиц, коэффициент γ^{ei} при температурах решетки $T_i \lesssim T_{\text{melt}}$ (T_{melt} – температура плавления) был равен постоянной ($\gamma^{ei} = 4.93 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ для алюминия), а при больших температурах определялся по плазменной формуле [12] $\gamma^{ei} = 3(m_e/m_i)\nu_{\text{eff}}$, где m_e и m_i – массы электрона и тяжелой частицы, ν_{eff} – эффективная частота столкновений электронов; $q_T = K' T_e \partial_z T_e$ – электронный тепловой поток, в котором коэффициент K' при температурах решетки $T_i \lesssim T_{\text{melt}}$ был равен постоянной ($K' = 4.35 \cdot 10^{36} \text{ [эрг}\cdot\text{см}\cdot\text{с}]^{-1}$ для алюминия), а при больших температурах определялся по плазменной формуле [12] $K' = -128\kappa_Z Z n_a / 3\pi m_e \nu_{\text{eff}}$ (множитель $\kappa_Z \simeq 0.7$ учитывает влияние на теплопроводность электрон-электронных столкновений); $Q_{IB} = (8\pi)^{-1} \omega_1 \text{Im} \varepsilon |\mathbf{E}|^2$ – плотность мощности обратнотормозного поглощения энергии греющего лазерного импульса, \mathbf{E} – амплитуда электрического поля лазерного импульса, ε – диэлектрическая проницаемость вещества, ω_1 – частота греющего излучения.

Амплитуда вектора напряженности p -поляризованного электрического поля греющего лазерного импульса выражалась через напряженность магнитного поля, укороченное по времени волновое уравнение для которой [13] решалось численно. Комплексный коэффициент отражения слабого зондирующего s -поляризованного лазерного импульса находился в линейном приближении. Для этого на пространственно неоднородном профиле диэлектрической проницаемости, полученном для различных времен задержки в результате решения задачи о динамике мишени, облученной греющим лазерным импульсом, численно решалось укороченное по времени волновое уравнение для единственной компоненты электрического поля зондирующего импульса [13].

Эффективная частота столкновений ν_{eff} во всем диапазоне температур определялась как минимальная из трех величин, $\nu_{\text{eff}} = \min\{\nu_{\text{met}}, \nu_{pl}, \nu_{\text{max}}\}$, где ν_{met} – эффективная частота столкновений в металлической плазме при $T_e \lesssim T_F = (3\pi^2 Z n_a)^{2/3} \hbar^2 / (2m_e)$; $\nu_{pl} = (4/3)\sqrt{2\pi} Z^2 n_a e^4 \Lambda / \sqrt{m_e T_e^3}$ – частота столкновений для слабонеидеальной плазмы [14], Λ – кулоновс-

кий логарифм; ν_{\max} – максимально возможная частота столкновений, определяющаяся тем, что средняя длина пробега электронов при столкновениях $\lambda_e \sim v_e/\nu_{\text{eff}}$ (v_e – средняя скорость электронов) не может быть меньше среднего расстояния между ионами $r_0 \sim n_a^{-1/3}$ [15]:

$$\nu_{\max} = k_1 \omega_{pe}, \quad (3)$$

$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi ne^2/m_e}$ – электронная плазменная частота, численный коэффициент $k_1 \lesssim 1$ подбирается при сопоставлении результатов расчетов и эксперимента. Несмотря на простоту такого подхода к определению ν_{eff} , он обеспечивает неплохую точность в сравнении со значительно более сложными моделями [16].

Эффективная частота столкновений в металлической плазме ν_{met} определялась как

$$\nu_{\text{met}} = C_{e-ph} T_i / \hbar + k_2 T_e^2 / \hbar T_F, \quad (4)$$

$$C_{e-ph} = C_{00} + C_0 \left[1 - \min \{T_i/T_{\text{melt}}, 1\}^{1/2} \right]. \quad (5)$$

В выражении (4) первое слагаемое учитывает вклад электрон-фононных столкновений [17], а второе – электрон-электронных [18]. Константа k_2 подбирается из сопоставления с экспериментальными данными (см. также [5]). В формуле (5) первое слагаемое соответствует вкладу внутризонных переходов, а второе – межзонных [17, 19]. Значение C_{00} находилось из данных по статической проводимости металлов [19]; для алюминия $C_{00} \simeq 3.28$. Значение константы C_0 выбирается таким образом, чтобы обеспечить табличное значение коэффициента отражения $|r|^2$ рассматриваемого металла при комнатных температурах. Для алюминия $|r|^2 \simeq 0.96$, $C_0 \simeq 23$ для длины волны греющего импульса $\lambda_1 = 1.24 \text{ мкм}$, $|r|^2 \simeq 0.91$, $C_0 \simeq 10$ для длины волны зондирующего импульса $\lambda_2 = 0.62 \text{ мкм}$. Когда температура решетки T_i превышает температуру плавления T_{melt} , зонная структура металла разрушается и вклад межзонных переходов в электрон-фононную частоту столкновений исчезает [20]. Это обстоятельство учитывается феноменологической зависимостью от T_i/T_{melt} в выражении (5).

Диэлектрическая проницаемость вещества определялась формулой Друде для металлической плазмы [19] при $T_e \leq T_1 = 0.75 T_F$ и формулой для слабо-неидеальной невырожденной плазмы [10, 11, 14] при $T_e \geq T_2 = 1.5 T_F$. В промежутке $T_1 < T_e < T_2$ использовалась линейная интерполяция между формулой Друде и плазменной формулой с указанной выше ν_{pl} . Значение оптической массы электрона в формуле Друде бралось равным $m_{\text{opt}} = 1.5 m_e$ [20].

Термодинамические характеристики конденсированной фазы вещества определялись как в случае теплового равновесия между ионами и электронами, так и при неравновесном нагреве (когда $T_e > T_i$) определялись с помощью нового полуэмпирического уравнения состояния в широком диапазоне плотностей и температур.

В этом уравнении состояния свободная энергия $F(\varrho, T_i, T_e, Z)$ представлялась двумя слагаемыми, $F = F_i(\varrho, T_i) + F_e(\varrho, T_e, Z)$, определяющими вклад тяжелых частиц и электронов, соответственно ($\varrho = m_i n_a$ – плотность вещества).

В первое слагаемое, $F_i = F_c(\varrho) + F_a(\varrho, T_i)$, включены энергия взаимодействия тяжелых частиц и электронов между собой при $T_i = T_e = 0$ (F_c) и вклад теплового движения тяжелых частиц (F_a). Зависимость холодной энергии $F_c(\varrho)$ определяется по методике [21], что обеспечивает равенство суммарного давления в системе атмосферному при нормальной плотности (для алюминия $\varrho_0 = 2.71 \text{ г/см}^3$) и комнатной температуре, а также согласие с имеющимися данными ударно-волновых экспериментов и результатами расчетов по модели Томаса-Ферми с квантовой и обменной поправками в области высоких плотностей энергии. Тепловой вклад тяжелых частиц в свободную энергию задается в виде [22]

$$F_a(\varrho, T_i) = \frac{3T_i}{2m_i} \ln \left(\frac{\Theta_a^2}{T_i^2} + \frac{T_a \sigma^{2/3}}{T_i} \right), \quad (6)$$

где $\sigma = \varrho/\varrho_0$. Для определения зависимости характеристической температуры $\Theta_a = \Theta_a(\varrho)$ используется интерполяционная формула [23]

$$\Theta_a(\varrho) = \sigma^{2/3} \exp \left[(\gamma_{0a} - 2/3) \frac{B_a^2 + D_a^2}{B_a} \times \arctg \left(\frac{B_a \ln \sigma}{B_a^2 + D_a(\ln \sigma + D_a)} \right) \right],$$

где γ_{0a} – значение коэффициента Грюнайзена при нормальных условиях. Константы T_a , B_a и D_a находятся из требования оптимального описания опытных данных по измерению теплового расширения и ударной сжимаемости пористых образцов вещества.

Свободная энергия электронного газа в металле задается как

$$F_e(\varrho, T_e, Z) = -\frac{3Z}{2m_i} T_e \ln \left(1 + \frac{\pi^2}{6} \frac{T_e}{T_F} \right). \quad (7)$$

В пределе низких температур выражение (7) дает уравнение для идеального вырожденного фермиевского газа, а при высоких температурах – для идеального бозе-кармановского газа свободных электронов [24]. Подобные (7) выражения были использованы ранее в уравнениях состояния [23, 25].

С помощью F определялись внутренняя энергия одной частицы и полное давление для тяжелых частиц и электронов, $e^i = m_i [F_i - T_i (\partial F_i / \partial T_i)_{\rho}]$, $P_i = \rho^2 (\partial F_i / \partial \rho)_{T_i}$, $e^e = m_e Z^{-1} [F_e - T_e (\partial F_e / \partial T_e)_{\rho, Z}]$, $P_e = \rho^2 (\partial F_e / \partial \rho)_{T_e, Z}$.

Сравнение экспериментальных данных с расчетами модуля r_{ind} и фазы Ψ_{ind} комплексного коэффициента отражения зондирующего импульса (см. рис.3) позволяет определить (в рамках данной модели) такие важные характеристики неидеальной твердотельной плазмы, как максимальная эффективная частота релаксации импульса электронов (3) и вклад в эффективную частоту электрон-электронных столкновений (4). Для использованных в эксперименте образцов алюминиевой мишени наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при $k_1 \approx 0.3$, что близко к теоретической оценке [15], и $k_2 \approx 0.85$ в выражениях для эффективной частоты столкновений (3) и (4). При этом, с учетом экспериментальных погрешностей, неопределенность в выборе значений коэффициентов не превышает 15 %.

При указанных параметрах предложенная модель хорошо описывает зависимости r_{ind} и Ψ_{ind} от интенсивности лазерного импульса накачки I_0 для всех рассмотренных задержек Δt между импульсом накачки и пробным импульсом в измерениях с $I_0 \gtrsim 5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. При потоках $I_0 \lesssim 5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ модель находится в согласии с экспериментальными данными для $\Delta t < 500 \text{ фс}$, тогда как в случае $\Delta t > 500 \text{ фс}$ имеются существенные расхождения для r_{ind} . Причиной этих расхождений может являться формирование на поверхности мишени двухкомпонентной смеси, состоящей из разреженной плазмы и фрагментов конденсированной фазы [26]. Детальное описание этого эффекта находится за пределами представленной модели и является предметом дальнейших исследований.

На рис.4 показаны зависимости температуры электронов и ионов, плотности вещества, эффективной частоты столкновений и напряженности поля зондирующего лазерного импульса, а также параметров неидеальности $\Gamma_{ei} = Ze^2/(n_a^{-1/3} T_e)$ и вырождения $n\lambda_e^3 = (8\pi/3)(T_F/T_e)^{3/2}$ от расстояния в глубь мишени для фиксированной интенсивности $I_0 = 6.7 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ и задержки $\Delta t = 530 \text{ фс}$. Отметим, что средний заряд ионов при рассматриваемых параметрах не изменился за все время расчета и остался равен своему начальному значению $Z = 3$.

Как видно из рис.4, в области скин-слоя, где формируется поле отраженного сигнала зондирующего лазерного импульса, параметры плазмы являются сильно неоднородными. Поэтому, несмотря на корот-

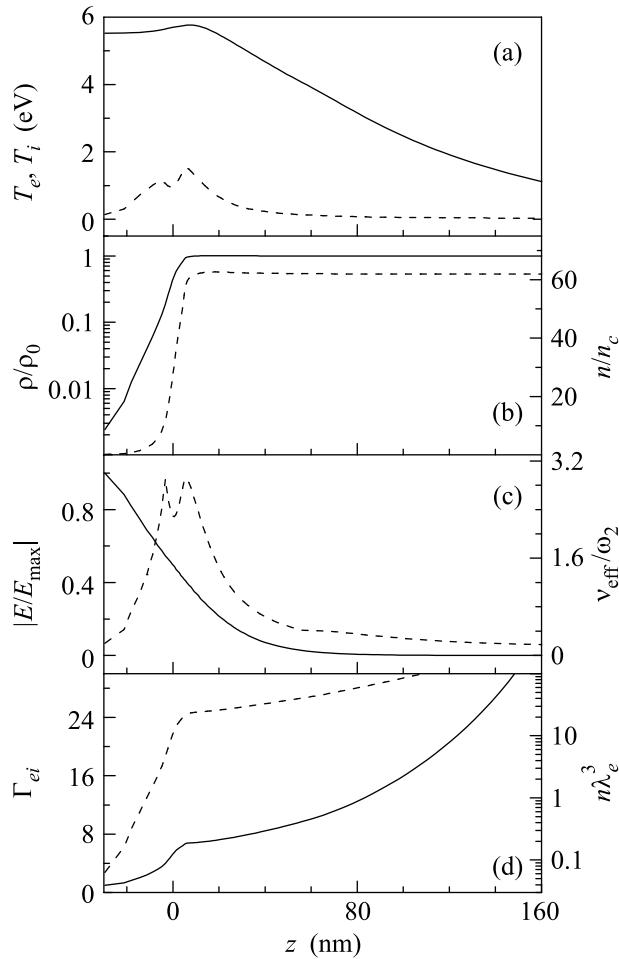


Рис.4. Расчетные зависимости параметров плазмы алюминия от глубины мишени для $\Delta t = 530 \text{ фс}$ и $I_0 = 6.7 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$: (a) – температура электронов (сплошная линия) и ионов (штриховая линия); (b) – нормированная плотность (сплошная линия) и электронная концентрация (штриховая линия), $n_c = m_e \omega_2^2 / 4\pi e^2$, ω_2 – частота зондирующего лазерного импульса; (c) – нормированные напряженность электрического поля зондирующего импульса (сплошная линия) и эффективная частота столкновений электронов (штриховая линия); (d) – параметры неидеальности (сплошная линия) и вырождения (штриховая линия)

кие длительности рассматриваемых процессов, формулы Френеля, которые описывают отражение от однородной среды со ступенчатой границей, оказываются неприменимыми для вычисления коэффициента отражения и его фазы.

Анализ приведенных на рис.4 результатов моделирования свидетельствует, что при рассматриваемых параметрах эксперимента температура электронов образовавшейся на поверхности мишени плазмы значительно превышает ионную температуру, а сама

плазма находится в сильно неидеальном состоянии (параметр неидеальности $\Gamma_{ei} > 1$) и во всей области, за исключением плазменной короны, сильно вырождена.

В заключение следует подчеркнуть, что функциональные зависимости амплитуды и фазы отраженного поля короткого зондирующего лазерного импульса от времени его задержки и интенсивности греющего импульса, полученные с помощью использованной в данной работе экспериментальной методики, позволили получить важную информацию о переносных свойствах сильно неидеальной плазмы, образующейся под действием лазерного излучения на поверхности мишени в течение субпикосекундных интервалов времени. Показано, что даже на столь коротких временах неоднородность плазмы оказывает определяющее влияние на отражательные свойства мишени.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (# 04-02-17055 и # 06-02-17464) и Президента РФ (# НШ-3683.2006.2).

1. A. R. Rundquist, J.-S. Lee, and M. C. Downer, Phys. Rev. Lett. **82**, 4010 (1999).
2. В. Д. Урлин, Б. П. Якутов, Квант. электроника **30**, 889 (2000).
3. K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel, and S. Huller, Phys. Rev. E **62**, 1202 (2000).
4. J. P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau et al., Phys. Rev. B **71**, 165406 (2005).
5. В. А. Исаков, А. П. Канавин, С. А. Урюпин, Квант. электроника **36**, 928 (2006).
6. М. Б. Агранат, С. И. Ашитков, А. А. Иванов и др., Квант. электроника **34**, 506 (2004).
7. М. Б. Агранат, Н. Е. Андреев, С. И. Ашитков и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 80 (2006).
8. M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, J. Opt. Soc. Am. **72**, 156 (1982).
9. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, and D. von der Linde, J. Opt. Soc. Am. B **23**, 1954 (2006).
10. Н. Е. Андреев, М. Е. Вейсман, В. П. Ефремов, Б. Е. Фортов, ТВТ **41**, 679 (2003).
11. M. Veysman, B. Cros, N. E. Andreev, and G. Maynard, Phys. Plasmas **13**, 053114 (2006).
12. L. Spitzer and R. Harm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
13. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, М.: Наука, 1967.
14. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред*, М.: Атомиздат, 1961.
15. И. Т. Якубов, УФН **163**, № 5, 35 (1993).
16. D. Semkat, R. Redmer, and Th. Bornath, Phys. Rev. E **73**, 066406 (2006).
17. D. Fisher, M. Fraenkel, Z. Henis et al., Phys. Rev. E **65**, 016409 (2001).
18. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.
19. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела*, т. 1, М.: Мир, 1979.
20. E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, London: Academic Press INC, 1985.
21. К. В. Хищенко, Письма в ЖТФ **30**, № 19, 65 (2004).
22. А. В. Бушман, И. В. Ломоносов, В. Е. Фортов, *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии*, Черноголовка: ИХФЧ РАН, 1992.
23. Л. В. Альтшулер, А. В. Бушман, М. В. Жерноклетов и др., ЖЭТФ **78**, 741 (1980).
24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, М.: Наука, 1995.
25. М. М. Баско, ТВТ **23**, 483 (1985).
26. М. Е. Поварницын, Т. Е. Итина, П. Р. Левашов, К. В. Хищенко, *Физика экстремальных состояний вещества – 2007*, Черноголовка: ИПХФ РАН, 2007, с. 16.