

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 мишенями, 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.–г, 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 смещалась 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

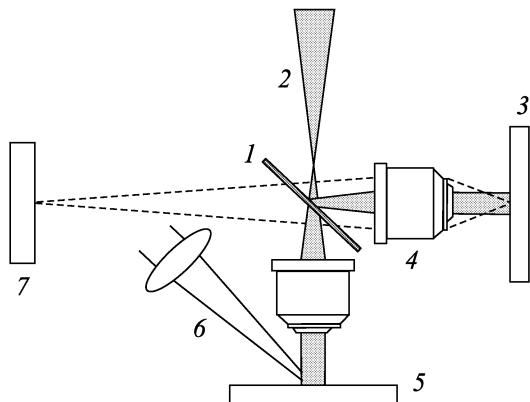


Рис.1. Оптическая схема измерений: 1 – светоделительная пластина, 2 – зондирующий импульс, 3 – опорное зеркало, 4 – микрообъективы, 5 – мишень, 6 – греющий импульс, 7 – ПЗС матрица

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

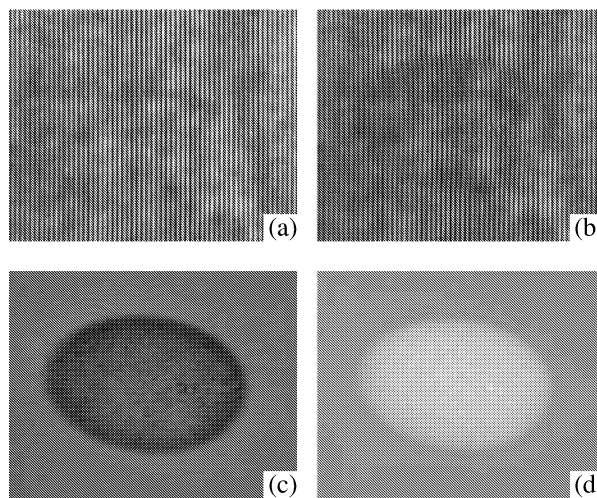


Рис.2. Интерферограммы поверхности алюминиевой мишени до воздействия (a) и спустя 530 фс после воздействия греющего импульса (b) и восстановленные пространственные распределения r_{ind} (c) и Ψ_{ind} (d)

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 $5 \div 10$ 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-

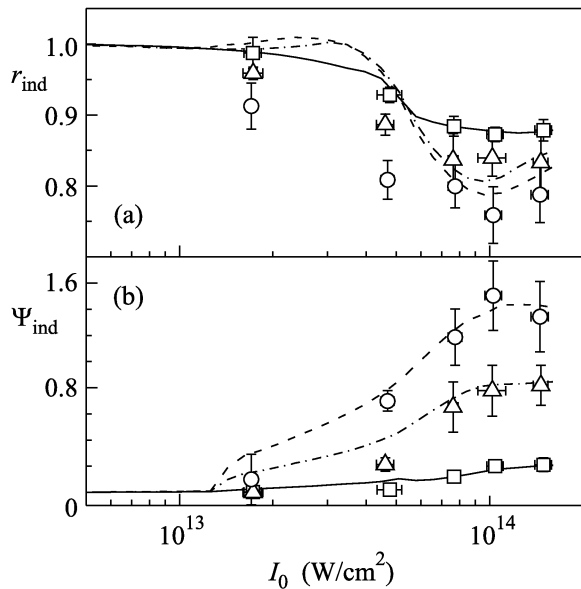


Рис.3. Экспериментальные (маркеры) и расчетные (кривые) зависимости r_{ind} (a) и Ψ_{ind} (b) от интенсивности лазерного излучения греющего импульса I_0 при временах задержки $\Delta t = 130$ (\square , сплошная линия), 530 (\triangle , штрих пунктир) и 930 фс (\circ , штриховая линия)

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 детального 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 $\gamma^{ei} = 3(m_e/m_i)\nu_{\text{eff}}$, 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); $Q_{IB} = (8\pi)^{-1} \omega_1 \text{Im}\epsilon |\mathbf{E}|^2$ – 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 – кулонов-

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

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

$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$ – 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 внутрizonных 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 $\lambda_1 = 1.24$ мкм, $|r|^2 \simeq 0.91$, $C_0 \simeq 10$ для длины волны зондирующего импульса $\lambda_2 = 0.62$ 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 мишени 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 ($\rho = m_i n_a$ – 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 $\varrho_0 = 2.71$ г/см³) 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]

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

где γ_{0a} – значение коэффициента Грюнрайзена 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

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

В пределе низких температур выражение (7) дает уравнение для идеального вырожденного фермиевского газа, а при высоких температурах – для идеального бoльцмановского 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, $e^i = m_i[F_i - T_i(\partial F_i/\partial T_i)_e]$, $P_i = \varrho^2(\partial F_i/\partial \varrho)_{T_i}$, $e^e = m_e Z^{-1}[F_e - T_e(\partial F_e/\partial T_e)_{e,Z}]$, $P_e = \varrho^2(\partial F_e/\partial \varrho)_{T_e,Z}$.

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 $k_1 \simeq 0.3$, что близко к теоретической оценке [15], и $k_2 \simeq 0.85$ 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 $I_0 \gtrsim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². При потоках $I_0 \lesssim 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² модель находится в согласии с экспериментальными данными для $\Delta t < 500$ фс, тогда как в случае $\Delta t > 500$ 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 $I_0 = 6.7 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и задержки $\Delta t = 530$ 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-

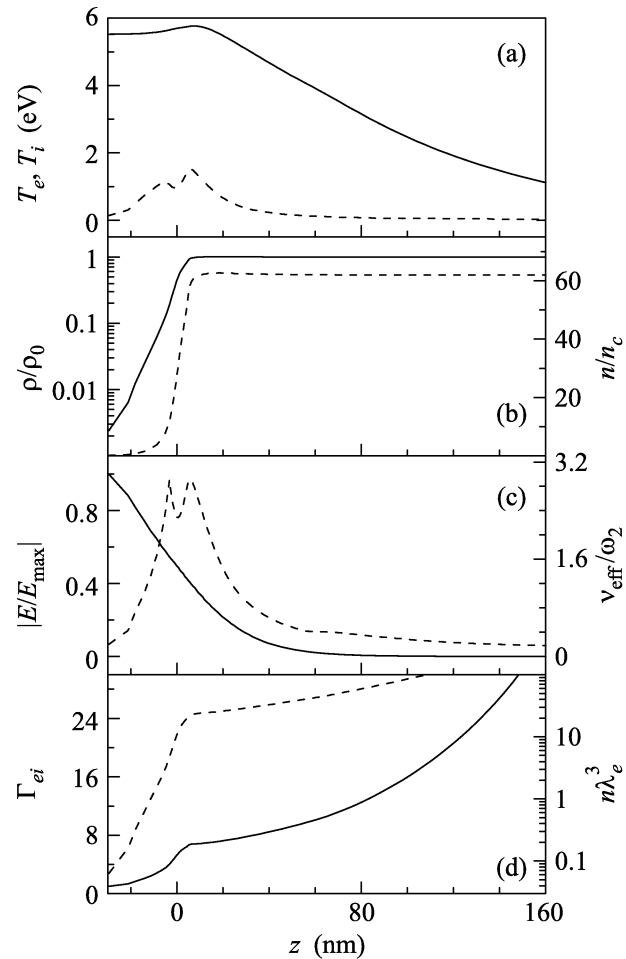


Рис.4. Расчетные зависимости параметров плазмы алюминия от глубины мишени для $\Delta t = 530$ фс и $I_0 = 6.7 \times 10^{13}$ Вт/см²: (a) – температура электронов (сплошная линия) и ионов (штриховая линия); (b) – нормированная плотность (сплошная линия) и электронная концентрация (штриховая линия), $n_c = m_e \omega_2^2 / 4\pi e^2$, ω_2 – частота зондирующего лазерного импульса; (c) – нормированная 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. Vonneau 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, В. Е. Форттов, *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. Форттов, *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.