

Формирование ионного тока высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазмы на поверхности мишени, содержащей примесный слой

Р.В.Волков, Д.М.Голишников, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, И.М.Лачко, Б.В.Марьин, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, А.А.Шашков

С использованием времяпролетной и масс-спектрометрической методик исследовано влияние примесной пленки на поверхности мишени, находящейся в вакууме до 10^{-5} Тор, на ускорение ионов в плазме, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью 2×10^{16} Вт/см². Показано, что наибольшую среднюю энергию на единицу заряда (8.5 кэВ) получают в такой ситуации протоны, в то время как ионы, составляющие вещество мишени (Si, Ti), получают энергию на единицу заряда, не превышающую 1 кэВ. Использование лазерного импульса наносекундной длительности с плотностью энергии менее 10 Дж/см², опережающего фемтосекундный лазерный импульс на 0.1–100 пс, позволило эффективно очищать поверхность мишени за счет удаления с нее молекул, содержащих водород, углерод и кислород. В отличие от непрерывного теплового нагрева поверхности лазерная импульсная очистка обеспечивает большие температуры нагрева и может эффективно применяться для любых твердотельных мишеней в режиме как тепловой, так и плазменной очистки.

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная плазма, лазерная очистка мишени.

1. При проведении экспериментов по исследованию высокотемпературной плазмы, формируемой на поверхности твердотельной мишени фемтосекундным лазерным импульсом, типичное остаточное давление в камере взаимодействия составляет $10^{-3} - 10^{-5}$ Тор. В таких условиях на поверхности мишени всегда присутствует примесный слой толщиной $l \sim 1 - 10$ нм, сравнимой с толщиной горячего плазменного слоя, равной $\sim 30 - 100$ нм [1–6] (для углеводородных соединений на поверхности Au [7], а также для окисла на поверхности Si $l \sim 2$ нм [8]). Наличие такого слоя приводит к существенной модификации спектра ионной компоненты плазмы, что оказывается особенно существенным при исследовании плазмы с помощью времяпролетной и масс-спектрометрической методик [1, 2, 9, 10]. Эти методы диагностики позволяют оценить энергию ионов и зарядовый состав плазмы, что важно, в частности, для прогнозирования эффективности инициирования термоядерной D–D-реакции на модифицированной поверхности твердотельных мишеней под действием фемтосекундного лазерного излучения [11].

Для исключения паразитного влияния поверхностных загрязнителей может быть использован, например, тепловой способ очистки, при котором поверхность резистивно нагревается на 500–1500°C. Такой температуры оказывается достаточно для разрыва связей угле-

водородных молекул с поверхностью и активации процесса десорбции примесей из приповерхностного слоя мишени в вакуум. Время десорбции нетермостойких соединений обычно невелико и составляет $10^{-13} - 10^{-6}$ с, что и позволяет использовать как непрерывный [3, 12, 13], так и импульсный [14, 15] режимы нагрева поверхности. Резистивный метод применим только для металлических мишеней либо для мишеней с непроводящим слоем, расположенным на токопроводящей подложке, нагрев которой на несколько сотен градусов не приводит к отслаиванию верхнего слоя.

Для очистки поверхности эффективно импульсное лазерное излучение [14–17]. Хотя импульсная лазерная очистка поверхности различных материалов известна достаточно давно [8], в работе [3] отмечается, что приготовить таким способом «чистую» поверхность мишени для исследования параметров высокотемпературной плазмы фемтосекундного лазерного импульса не удалось.

В настоящей работе показано, что ионный спектр и ускорение ионов в плазме, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью 2×10^{16} Вт/см² на поверхности твердотельной мишени, находящейся в вакууме при остаточном давлении 10^{-5} Тор, искажаются из-за наличия поверхностных загрязняющих и окисных слоев, содержащих атомы водорода, углерода и кислорода. В проведенных экспериментах установлено, что наибольшую среднюю энергию на единицу заряда получают протоны, ускоряемые горячим электронным компонентом, в то время как ускорение ионов, составляющих вещество мишени, происходит за счет теплового электронного компонента. Измерения, проведенные в двухимпульсном режиме, когда первый импульс служил «греющим» (очищающим), а задержанный на определенное время второй формировал высокотемпературную плазму, показали существенное уменьшение доли примесных ионов H, C и O по отношению к ионам основного материала мишени.

Р.В.Волков. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы
Д.М.Голишников, В.М.Гордиенко, М.С.Джиджоев, И.М.Лачко, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина, А.А.Шашков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы;
e-mail: savelev@femto.phys.msu.ru

Б.В.Марьин. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 22 мая 2003 г., после доработки – 4 сентября 2003 г.

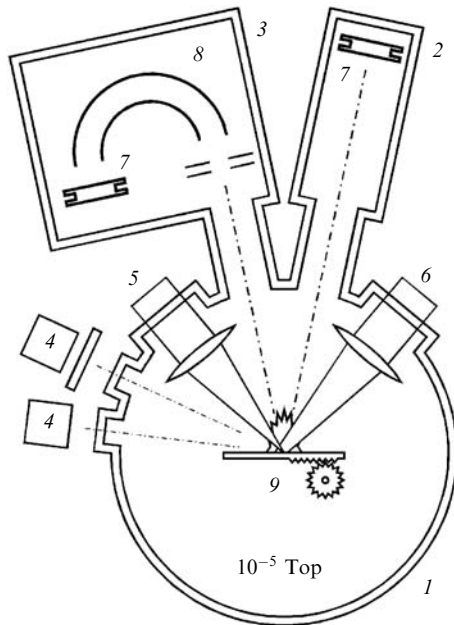


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – камера взаимодействия; 2 – камера времяпролетных измерений; 3 – камера масс-спектрометрических измерений; 4 – детекторы рентгеновского излучения (NaI) с фильтрами; 5 – излучение импульса, формирующего фемтосекундную лазерную плазму; 6 – излучение очищающего импульса; 7 – детекторы ВЭУ-7; 8 – масс-спектрометр электростатического поля; 9 – подвижная мишень.

2. Схема экспериментальной установки (см. рис.1) включала фемтосекундный лазерный комплекс, позволяющий создавать интенсивность при фокусировке более 10^{16} Вт/см², вакуумную камеру взаимодействия и импульсный лазер очистки. В экспериментах использовались два типа мишеней – Si и Ti, поскольку нами накоплен большой массив экспериментальных данных о свойствах плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом на мишени из этих материалов, в том числе и с применением времяпролетной и масс-спектрометрической методик [1, 2, 18–22]. Мишень помещалась в вакуумную камеру с предельным давлением остаточных газов не более 3×10^{-5} Тор. Это значение определялось как возможностями используемой вакуумной системы, так и минимальным вакуумом, необходимым для функционирования детектора ионов на основе микроканальной пластины.

Для очистки поверхности твердотельных мишеней нами было использовано излучение газовых электроразрядных импульсных лазеров на CO₂ (длина волны $\lambda_c = 10.6$ мкм, энергия в импульсе $E = 30$ мДж, длительность импульса $\tau \approx 100$ нс) и XeCl ($\lambda_c = 0.308$ мкм, $E = 10$ мДж, $\tau \approx 30$ нс). В процессе лазерной очистки излучение фокусировалось на поверхность мишени под углом 45° до плотности энергии $W \sim 10 - 20$ Дж/см² с помощью линзы с фокусным расстоянием $F = 24$ см ($\lambda_c = 0.308$ мкм при фокусировке в пятно диаметром 250 мкм), либо 50 см ($\lambda_c = 10.6$ мкм, фокусировка в пятно диаметром 500 мкм). Это значение плотности энергии (и соответствующее значение интенсивности $I \sim 10^8$ Вт/см²) заведомо выше, чем известные из литературы пороги пробоя поверхности металлов наносекундными лазерными импульсами [23]. Уменьшение плотности энергии достигалось в наших экспериментах смещением линзы из положения

точной фокусировки вдоль оси пучка по направлению к мишени.

На поверхность мишени навстречу наносекундному лазерному импульсу под углом 45° фокусировалось р-поляризованное излучение фемтосекундной лазерной системы на красителе ($\lambda_{fs} = 0.616$ мкм, $E \sim 0.5$ мДж, $\tau \approx 200$ фс) [18]. Максимальная интенсивность на мишени составляла $I \sim 4 \times 10^{16}$ Вт/см². Опережение наносекундного лазерного импульса относительно фемтосекундного определялось электронной схемой запуска и измерялось с помощью цифрового осциллографа, на который попадали сигналы с фотоприемника, регистрирующего наносекундный лазерный импульс, и электрический импульс, опережающий фемтосекундный лазерный импульс на 980 ± 10 нс. Задержка между импульсами греющей (наносекундной) и поджигающей плазму (фемтосекундной) лазерных систем могла плавно меняться от 0 до 400 нс и от 50 мкс до 100 мс. После облучения производился сдвиг мишени, обеспечивающий взаимодействие лазерного излучения с невозмущенной поверхностью мишени при следующем измерении. Контроль фокусировки фемтосекундного лазерного импульса на мишень осуществлялся по измерению выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы в двух спектральных интервалах одновременно. Это также позволяло измерять среднюю энергию горячего электронного компонента плазмы в каждой экспериментальной реализации [19].

Эффективность очистки поверхности мишени оценивалась по ионному току плазмы, формируемой фемтосекундным лазерным импульсом. Для этих целей использовались две методики, которые в дальнейшем мы будем называть «времяпролетные измерения» и «масс-спектрометрические измерения». Времяпролетные измерения обеспечивали измерение всего энергетического спектра ионов плазмы для каждого фемтосекундного лазерного импульса по временной форме импульса ионного тока, однако без разрешения по атомной массе и заряду частиц. Масс-спектрометрическая методика с одновременным измерением времени пролета каждого вида частиц позволяла получить информацию об атомарном и зарядовом спектре ионов, однако для получения полного энергетического спектра ионов в этом случае требовалось до нескольких сот фемтосекундных лазерных импульсов. Разрешение по энергии (а также по массе и заряду) регистрируемых ионов достигалось в последнем случае с использованием электростатического спектрометра, выполненного в виде цилиндрического конденсатора с углом поворота пучка частиц 180° . Анализирующее напряжение на обкладках цилиндрического конденсатора могло меняться от 100 В до 8 кВ, что обеспечивало регистрацию частиц с энергией от 400 эВ до 35 кэВ на единицу заряда. Подробные принципы работы и калибровка спектрометра описаны в работе [2].

Схематическое изображение эксперимента приведено на рис.1. В зависимости от используемой методики к камере взаимодействия пристыковалась одна из камер регистрации. Регистрация ионного тока плазмы осуществлялась по нормали к поверхности мишени. В обоих случаях ионный ток измерялся детектором ВЭУ-7, нагруженным на 50 Ом, с помощью цифрового осциллографа с полосой пропускания 100 МГц. Расстояние от мишени до детектора при использовании времяпролетной методики составляло 21 см, а для масс-спектрометрической – 62 см (из них 25 см в поле цилиндрического конденсатора).

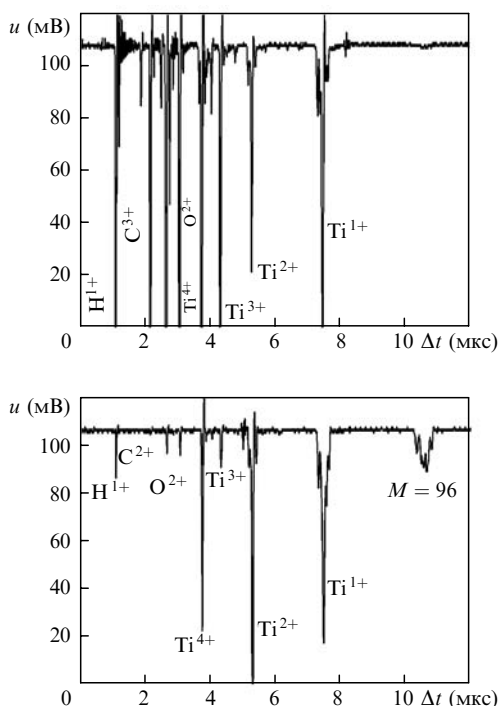


Рис.2. Сигналы, регистрируемые с помощью масс-спектрометрической методики (мишень из Ti, энергия ионов (в кэВ) 1.7Z) без предварительной очистки мишени (а) и при очистке излучением XeCl-лазера (время опережения $t = 90$ нс) (б).

3. В первой серии экспериментов нами было проведено сравнение ионных спектров, получаемых с помощью времяпролетной и масс-спектрометрической методик для мишеней из Si и Ti, не подвергнутых лазерной очистке. Типичный вид сигнала, получаемого с помощью масс-спектрометрической методики при анализирующем напряжении $U = 400$ В представлен на рис.2,а для мишени из Ti. Временное положение пика связано с параметром M/Z (отношением массы частицы к ее заряду) как

$$\Delta t = l \left(\frac{M}{Z} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{4.2U} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Таким образом, при фиксированном значении U возможно определение параметра M/Z (и, следовательно, атомного номера) для данного пика. Помимо пиков, соответствующих регистрации ионов титана с кратностью ионизации от 1 до 4, хорошо заметен ряд пиков, соответствующих регистрации ионов H, C, O с различной кратностью ионизации. Такие сигналы были получены нами во всем доступном диапазоне анализирующих напряжений U , что позволило нам восстановить энергетический, зарядовый и атомарный спектры ионного тока плазмы (усредненные по 500 измерениям).

Сигналы, получаемые по времяпролетной методике, представлены на рис.3,а и 3,б для обеих мишеней. Характерной особенностью этих сигналов является наличие двух максимумов, отвечающих скоростям распространения $\sim 2 \times 10^8$ и $\sim 3 \times 10^7$ см/с. На рис.3 приведены также времяпролетные спектры, реконструированные исходя из данных масс-спектрометрической методики. Взаимная нормировка спектра, полученного прямым измерением и реконструированного по данным масс-спектрометрических измерений, проводилась на максимум сигнала. Следует отметить совпадение переднего фронта и удо-

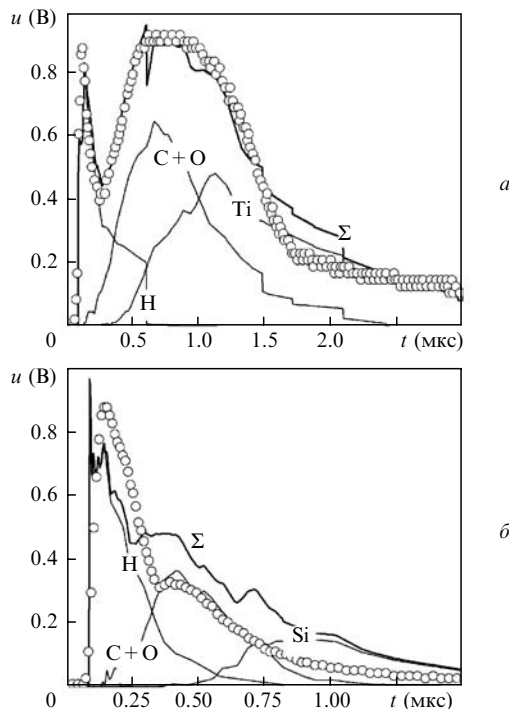


Рис.3. Сигналы, получаемые по времяпролетной методике (о) для мишени из Ti (а) и Si (б) и восстановленные по результатам масс-спектрометрических измерений (Σ). Тонкие сплошные линии отражают парциальные вклады различных ионов.

влетворительное согласие общей структуры импульса ионного тока как для мишени из Ti, так и для мишени из Si. Небольшие различия между спектрами могут быть связаны с различным напряжением на ВЭУ-7 для двух методик, что приводит к различной эффективности регистрации медленных ионов.

Сравнительный анализ спектров, представленных на рис.3, показывает, что первый максимум импульса ионного тока определяется водородом, а второй – суммой вкладов кислорода, углерода и собственно материала мишени. Ионы, обладающие большей массой, набирают меньшую скорость. Анализ энергетических спектров ионов показывает, что протоны получают существенно большую энергию на единицу заряда (в среднем 9 ± 2 кэВ) и их ускорение в основном определяется горячим электронным компонентом. Средняя энергия этого компонента была оценена нами также по регистрации выхода жесткого рентгеновского излучения в 8 ± 3 кэВ для обеих мишеней. Ионы других атомов ускоряются большей частью за счет теплового электронного компонента, имеющего для наших экспериментальных условий температуру порядка 250 эВ [2].

Таким образом, свойства плазмы, формирующейся фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности твердотельной мишени, в наших экспериментальных условиях существенным образом определяются наличием на поверхности пленки, состоящей из водорода, углерода и кислорода. Следует отметить, что предварительная очистка области взаимодействия фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью $I \sim 10^{12}$ Вт/см² за 1 с до облучения мишени основным фемтосекундным импульсом не приводила к изменению в характере огибающей импульса ионного тока.

4. Очистка поверхности мишени из Si проводилась с помощью излучения импульсного CO₂-лазера с плотно-

стью энергии 10 Дж/см² (0.1 ГВт/см²). Плотность энергии выбиралась исходя из следующей простой оценки температуры прогреваемого слоя. За время τ повышение температуры ΔT в слое толщиной L может быть оценено (в предположении о независимости теплоемкости от температуры), как

$$\Delta T \approx \frac{W(1 - R)}{Lc_p\rho}, \tag{2}$$

где R – коэффициент отражения материала; W – плотность энергии греющего лазерного импульса; c_p и ρ – удельная изобарная теплоемкость и плотность вещества мишени соответственно. Глубина прогрева L определяется как максимальная из длины поглощения и длины, на которую успевает уйти тепло за время τ .

Глубина проникновения тепловой волны L_t за время действия лазерного импульса τ составит

$$L_t \sim \left(\frac{\tau\lambda}{c_p\rho} \right)^{1/2}, \tag{3}$$

где λ – коэффициент теплопроводности. Глубина поглощения лазерного излучения может быть оценена как

$$L_r \approx \left(\frac{2}{\omega\sigma\varepsilon} \right)^{1/2}, \tag{4}$$

где ω – частота лазерного излучения; σ – проводимость материала; ε – диэлектрическая проницаемость. Оцененные значения L_t и L_r приведены в табл.1.

Табл.1. Оценка глубины нагрева мишени и температуры поверхностного слоя ΔT для мишеней из Si и Ti в случае использования CO₂- и эксимерного лазеров соответственно.

| Мишень | λ_c (мкм) | R (%) | L_t (мкм) | L_r (мкм) | ΔT (К) |
|--------|-------------------|---------|-------------|-------------|-----------------------|
| Si | 10.6 | 36 ± 2 | 1.5–3 | 100 | 500 |
| Ti | 0.308 | < 8 | 0.5 | 0.01 | 1.5 × 10 ⁵ |

Анализ данных табл.1 показывает, что при использовании в качестве мишени Si и других материалов с малой проводимостью происходит нагрев на 500–1000°С достаточно толстого слоя на поверхности мишени. Его толщина определяется глубиной поглощения и при нагреве излучением CO₂-лазера сравнима для кремния с собственной толщиной пластины – 300 мкм. Таким образом, плотность энергии лазерных импульсов, используемых в эксперименте, оказывается достаточной для прогрева слоя вещества до температуры, при которой процесс десорбции примесей становится эффективным и реализуется тепловой режим очистки без плавления вещества.

На рис.4 представлены ионные сигналы плазмы, формируемой на очищенной и неочищенной поверхностях мишени из Si при опережении импульса CO₂-лазера на 100 мкс. В результате очистки поверхности амплитуда пика, соответствующего водороду, уменьшается примерно на порядок. Время прихода второго пика несколько увеличивается. Это объясняется тем, что в формировании второго пика на неочищенной поверхности участвует не только кремний, но и углерод, а также кислород, а в случае очищенной поверхности этот пик формируется, по-видимому, ионами кремния. Тем самым поверхность мишени очищается не только от водорода, но и от углерода и кислорода. Следует отметить, что

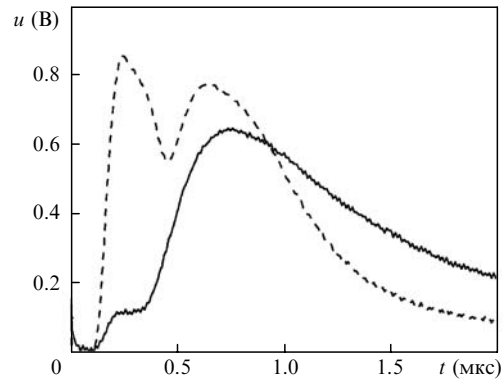


Рис.4. Времяпролетный сигнал ионов плазмы без предварительной очистки мишени (штриховая линия) и с очисткой (сплошная линия) излучением CO₂-лазера (время опережения $t = 100$ мс, мишень из Si).

данный режим очистки не приводит к удалению окисного слоя.

Величина задержки между лазерными импульсами варьировалась в диапазоне 100 мкс – 300 мс при помощи линии задержки, а также в ручном режиме в пределах 3–10 с. Было отмечено, что качество очистки поверхности, контролируемое по отношению максимумов первого и второго пиков, в диапазоне задержек до 100 мс менялось незначительно, в то время как в ручном режиме эффект очистки пропал. Таким образом, характерное время восстановления загрязняющего слоя в этом случае составило менее 1 с. Измерения также показали, что при любых значениях времени задержки величина полного ионного тока сохраняется. Следует отметить, что средняя энергия горячего электронного компонента, измеренная в той же серии экспериментов, не зависела от наличия либо отсутствия греющего наносекундного импульса.

Оценим время восстановления примесного слоя из остаточного газа как время t , необходимое для оседания 10 монослоев частиц с массой M на поверхность мишени с коэффициентом прилипания $s = 1$ при давлении остаточного газа в камере p . Число частиц, ударившихся и осевших на поверхность площадью S за время t при максвелловском распределении частиц с температурой T , есть

$$N = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} stSn_g \left(\frac{kT}{M} \right)^{1/2}, \tag{5}$$

где $n_g = p/kT$ – концентрация частиц газа; k – постоянная Больцмана. Число частиц в 10 слоях на поверхности мишени с площадью S равно $N = 10S(n_s)^{2/3}$, где n_s – характерная твердотельная концентрация. Таким образом,

$$t = \frac{20\sqrt{2\pi}(MkT)^{1/2}}{p} n_s^{2/3}. \tag{6}$$

Если типичная концентрация частиц в твердотельном состоянии составляет $n_s = 3 \times 10^{22}$ см⁻³, то при $p = 2 \times 10^{-5}$ Тор, $T = 300$ К и $M = 1.67 \times 10^{-24}$ кг время оседания слоя составит $t \sim 500$ мс, что по порядку величины хорошо согласуется с экспериментальными оценками.

Очистка поверхности мишени из Ti проводилась с помощью излучения импульсного ХеСl-лазера с плотностью энергии до 22 Дж/см² (0.7 ГВт/см²). При использо-

вании Ti или других веществ, являющихся хорошими проводниками, глубина поглощения – толщина скин-слоя – становится малой и толщина прогреваемого слоя определяется глубиной теплопереноса L_t (см. табл.1). Анализ данных табл.1 показывает, что при использовании излучения XeCl-лазера с плотностью энергии $W \sim 10$ Дж/см² происходит пробой поверхности мишени из Ti и образование тонкого плазменного слоя с температурой 1–10 эВ. Таким образом, в этом случае реализуется плазменный режим очистки мишени с возможным удалением окисного слоя. В то же время оценки по нагреву титановой мишени следует рассматривать как оценки сверху, поскольку формирование плазмы должно приводить к существенному росту коэффициента отражения R .

Измерения ионного тока мишени из Ti проводились с помощью масс-спектрометрической методики. Поскольку основной целью данного эксперимента было исследование зависимости эффективности лазерной импульсной очистки мишеней от плотности энергии импульса XeCl-лазера и времени его опережения по отношению к фемтосекундному лазерному импульсу, времяпролетный масс-спектрометр был настроен на область ионного спектра, соответствующую энергии ионов (в кэВ) $1.7Z$. Действительно, в этой области можно наблюдать сигнал как водорода (с энергией 1.7 кэВ) и других примесных атомов, так и собственно титана (с энергией от 1.7 до 8.5 кэВ в зависимости от кратности ионизации).

Характерный вид регистрируемого спектрометром сигнала в случае предварительной очистки мишени из Ti импульсом XeCl-лазера, опережающего фемтосекундный лазерный импульс на 90 нс, приведен на рис.2,б ($W_{CO_2} \sim 20$ Дж/см²). В результате воздействия очищающего лазерного импульса доля ионов H, C и O сокращается в 10–20 раз в зависимости от типа атомов, величины времени опережения и пр.

При увеличении времени опережения t , а также при уменьшении плотности потока энергии W качество очистки постепенно снижалось. На рис.5 представлены зависимости процентной доли содержания наблюдаемых элементов от плотности энергии и от времени опережения. Анализ зависимостей рис.5 показывает, что характерная скорость восстановления слоя примесей оказывается выше, чем при очистке мишени из Si излучением CO₂-лазера. Так, за время 1–10 мс общее количество примесей достигает половины от исходного количества, в то время как при очистке излучением CO₂-лазера степень очистки оставалась неизменной при времени опережения менее 100 мс.

Процесс восстановления примесного слоя наиболее быстро идет для водорода и углерода, тогда как для кислорода восстановление происходит на 3 порядка медленнее. Так, по уровню $1/e$ время восстановления составляет для водорода $t_H \sim 300$ мкс, для углерода – $t_C \sim 100$ мкс, а для кислорода – $t_O \sim 100$ мс (см. рис.5,б). Уменьшение времени восстановления, наблюдаемое для мишени из Ti, по сравнению с мишенью из Si может быть связано с восстановлением примесного слоя на поверхности мишени из Ti за счет диффузии атомов водорода из глубины мишени. Действительно, скорость диффузии водорода в титане и кремнии при температуре в 500–1500 °С составляет порядка $D_0 \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ см²/с [24], т. е. за 100 мкс длина диффузии составляет 3–10 мкм. Это значение превышает глубину прогрева титана УФ излучением эксимерного лазера (1 мкм), однако оказывается существенно

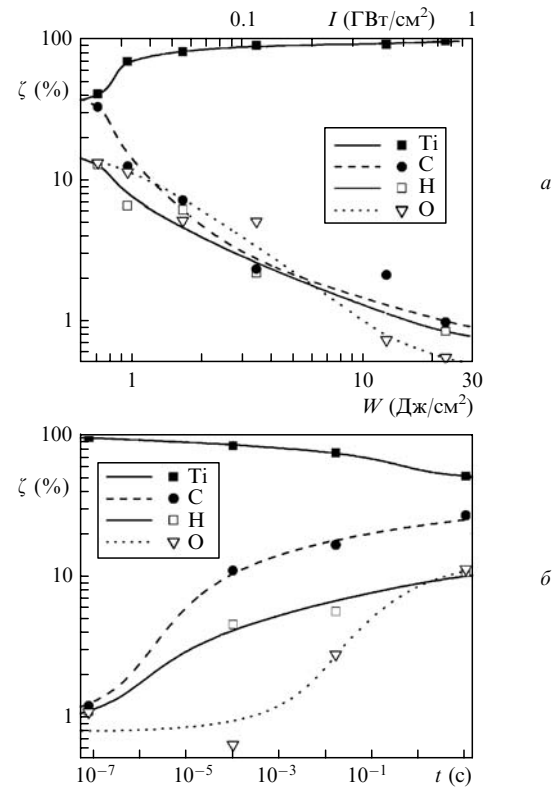


Рис.5. Зависимости процентной доли ζ содержащихся в плазме ионов от плотности энергии W и интенсивности излучения I при $t = 90$ нс (а), а также от времени опережения t между очищающим и формирующим плазму импульсами при $W = 22$ Дж/см² (б); очистка XeCl-лазером, мишень из Ti.

венно меньше глубины прогрева кремниевой мишени излучением CO₂-лазера (см. табл.1). Таким образом, в случае мишени из Ti быстрое восстановление примесного слоя на поверхности может быть связано с диффузией водорода и других примесей из глубины мишени.

Измерения, проведенные для мишени из Ti при минимальном опережении в 100 нс, показали, что при таком режиме очистки происходит существенное уменьшение тока ионов H, C и O, а также и некоторое уменьшение сигнала от ионов Ti. Отношение полного ионного тока с использованием очистки к соответствующему значению без очистки в зависимости от времени задержки между импульсами представлено на рис.6. По-видимому, уменьшение сигнала связано с поглощением фемтосекундного лазерного импульса в плазме низкой плотности, сформированной наносекундным лазерным импульсом. Следует отметить, что такой результат согласуется с проведенной выше оценкой температуры нагрева поверхностного слоя, показавшей возможность формирования плазмы в данном режиме облучения. Таким образом, в этом режиме взаимодействия оптимальная временная задержка между очищающим и формирующим плазму импульсами лежит в диапазоне 10–100 мкс.

Пороговое значение плотности энергии, необходимое для эффективного удаления примесных атомов с поверхности мишени составляет 1–3 Дж/см² (см. рис.5,а). При этом на поверхности мишени появлялись оплавленные области диаметром 200–250 мкм. Для разных атомов этот порог различен: значение плотности энергии, необходимое для удаления примесей, составляет для водорода $W_H \sim 1$ Дж/см², для углерода – $W_C \sim 2$ Дж/см²

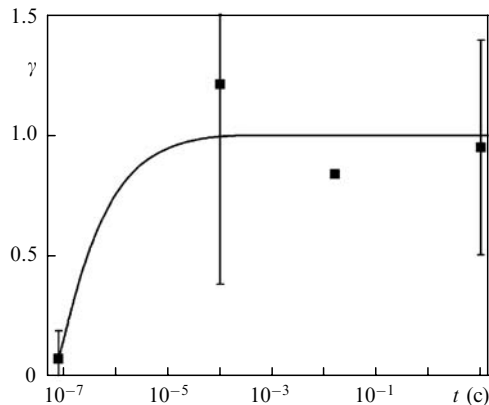


Рис.6. Зависимость отношения γ полного ионного тока с использованием очистки к соответствующему значению без очистки от времени задержки t между очищающим и формирующим плазму импульсами (очистка XeCl-лазером, плотность энергии $W = 22$ Дж/см², мишень из Ti).

и для кислорода – $W_O \sim 3$ Дж/см² (см рис.5,а). Явление затрудненного удаления кислорода было отмечено и ранее в работах [14, 15] и может быть объяснено присутствием кислорода в виде химически устойчивого окисного слоя. Таким образом, оптимальная плотность энергии очищающего лазерного излучения лежит в диапазоне 3–10 Дж/см².

Интересно отметить появление на спектре рис.2,б пика, временное положение которого соответствует частице с массой $M = 96$ и зарядом 1, что может соответствовать «кластеру» $Ti^{1+} - Ti^0$. На рис.2,а этот пик находится на уровне шумов.

5. Таким образом, нами показано, что на ускорение ионов в плазме, которая формируется фемтосекундным лазерным импульсом интенсивностью 2×10^{16} Вт/см² на поверхности твердотельной мишени, находящейся в вакууме до 10^{-5} Тор, существенное влияние оказывает наличие примесной пленки, содержащей атомы водорода, углерода и кислорода. Наибольшую среднюю энергию на единицу заряда (8.5 кэВ) получают в такой ситуации протоны, ускоряемые горячим электронным компонентом плазмы, в то время как ускорение ионов, составляющих вещество мишени (в нашем случае Si либо Ti) происходит за счет теплового электронного компонента с энергией на единицу заряда, не превышающей 1 кэВ. При использовании техники времяпролетных измерений для анализа энергетического спектра ионов, ускоренных в высокотемпературной приповерхностной плазме, в условиях среднего остаточного давления в вакуумной камере порядка 10^{-5} Тор следует учитывать, что первый (быстрый) токовый импульс связан с эмиссией протонов с поверхности мишени.

Использование лазерного импульса наносекундной длительности с плотностью энергии менее 10 Дж/см², имеющего регулируемое опережение от 100 мкс до 100 мс относительно фемтосекундного лазерного излучения, позволяет управлять количеством лазерно-индуцированных протонов высокой энергии и эффективно очищать поверхность мишени за счет удаления с нее молекул, содержащих водород, углерод и кислород. В отличие от непрерывного теплового нагрева поверхности лазерная импульсная очистка обеспечивает большие температуры

нагрева и может эффективно применяться для любых твердотельных мишеней.

Восстановление слоя молекул на поверхности мишени при давлении 10^{-5} Тор происходит за счет адсорбции из остаточного газа на временах свыше 100 мс. Таким образом, для обеспечения взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с «чистой» поверхностью необходима синхронизация во времени наносекундного и фемтосекундного лазерного импульсов, причем время между импульсами не должно превышать 100 мс в режиме тепловой очистки и находиться в диапазоне 100 нс – 100 мкс в режиме плазменной очистки.

Частичное восстановление примесного слоя водорода и других атомов возможно также за счет диффузии атомов примеси из глубины мишени. Наиболее существенным этот эффект может оказаться при улучшении вакуума в камере взаимодействия до уровня в $10^{-7} - 10^{-9}$ Тор. Диффузионный механизм восстановления примесного слоя может быть частично подавлен при использовании ИК излучения CO₂-лазера.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 02-02-16659 и МНТЦ № 2651р.

1. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 171 (2002).
2. Gordienko V.M., Lachko I.M., Mikheev P.M., et al. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **44**, 2555 (2002).
3. Hegelich M., Karsch S., Pretzler G., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 85002 (2002).
4. Badziak J., Woryna W., Parys P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 215001 (2001).
5. Maksimchuk A., Gu S., Flippo K., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4108 (2000).
6. Clark E.L., Krushelnik K., Zepf M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1654 (2000).
7. Gitomer S.J., Jones R.D., Begay F., et al. *Phys. Fluids*, **29**, 2679 (1986).
8. Zehner D.M., White C.W., Ownby G.W. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 56 (1980).
9. Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A., et al. *Phys. Fluids B*, **5**, 2584 (1993).
10. Андреев А.А., Гамалий Е.Г., Новиков В.Н. и др. *ЖЭТФ*, **101**, 1808 (1992).
11. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 577 (2000).
12. Ehler W., Begay F., Tan T.H., et al. *J. Phys. D*, **13**, L29 (1980).
13. Begay F., Forslund D.W. *Phys. Fluids*, **25**, 1675 (1982).
14. Tsu R., Lubben D., Bramblett T.R., et al. *J. Vacuum Sci. & Tech. A*, **9**, 223 (1991).
15. Watanabe J.K., Gibson U.J. *J. Vacuum Sci. & Tech. A*, **10**, 823 (1992).
16. Zheng Y.W., Luk'ynchuk B.S., Lu Y.F., et al. *J. Appl. Phys.*, **90**, 2135 (2001).
17. Lu Y.F., Zheng Y.W., Song W.D. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1534 (2000).
18. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
19. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 896 (2000).
20. Волков Р.В., Гаврилов С.А., Голишников Д.М. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 241 (2001).
21. Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Savel'ev A.B., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4752**, 221 (2002).
22. Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Mikheev P.M., et al. *Laser Phys.*, **11**, 1205 (2001).
23. Агеев В.П., Горбунов А.А., Данилов В.П. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 2451 (1983).
24. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. (Ред.) *Физические величины. Справочник*. (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 378).