

На правах рукописи

Урюпина Дарья Сергеевна

ФОРМИРОВАНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ
ИЗ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ, СОЗДАННОЙ
ВЫСОКОКОНТРАСТНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ
ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва
2006

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, доцент
Савельев-Трофимов Андрей Борисович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Крайнов Владимир Павлович

кандидат физико-математических наук
Кильпио Александр Владимирович

Ведущая организация: Институт прикладной физики РАН

Защита состоится 19 октября 2006 г. в 16⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, МГУ, физический факультет, КНО, аудитория им. С.А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан « » сентября 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.31
кандидат физ.-мат. наук, доцент

Т.М. Ильинова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Плазма, формируемая на поверхности твердотельной мишени мощным фемтосекундным лазерным импульсом (ФЛИ) с высоким контрастом, является уникальным источником быстрых ионов. Основным интересом в изучении ионных токов плазмы связан с возможностью создания пучков ионов, которые могли бы использоваться в задачах имплантации ионов, напыления тонких пленок, для быстрого инициирования ядерной реакции в плазме, в медицинских целях (например, для протонной терапии раковых опухолей) и т.д. Кроме того, исследуя ионные токи, можно получить информацию о параметрах сформированной плазмы (например, можно оценить среднюю энергию электронов в плазме, заряд ионов и пр.).

По мере развития лазерной техники длительность лазерного импульса уменьшалась, что приводило к повышению интенсивности. Изменение параметров лазерного импульса существенным образом влияет на свойства формируемой плазмы и, в конечном счете, на ионный ток плазмы. При воздействии наносекундных и пикосекундных импульсов с интенсивностью до 10^{14} - 10^{15} Вт/см² за время действия лазерного импульса успевает сформироваться равновесная плазма, электроны которой обладают максвелловским распределением по скоростям. Ускорение ионов в такой плазме происходит благодаря амбиполярному полю, формирующемуся на границе плазма-вакуум между электронами и ионами. При этом, электроны набирают энергию в результате столкновительного механизма поглощения лазерного импульса и разлетаются из плазмы в широкий телесный угол. Пространственное распределение ионов тоже оказывается очень широким. С увеличением интенсивности лазерного импульса от 10^{15} Вт/см² появляются дополнительные эффекты, приводящие к изменениям в энергетическом спектре ионов. В первую очередь, это связано с генерацией горячих электронов в плазме. Горячие электроны ускоряются непосредственно самим полем лазерного импульса и формируются в поверхностном слое плазмы. Основные механизмы генерации горячих электронов это: резонансное поглощение, вакуумный нагрев, пондеромоторное ускорение и т.д. Ускорение горячих электронов происходит преимущественно в направлении нормали к поверхности мишени, поэтому они вылетают из плазмы в одном направлении и телесный угол их разлета значительно уже, чем при столкновительном нагреве. Ионы, ускоряясь такими электронами, также разлетаются в узкий телесный угол преимущественно по нормали к поверхности мишени.

В то же время, модификация физических свойств поверхности мишени позволяет управлять атомным и ионным составом разлетающейся плазмы. Известно, что даже на поверхности обычной твердотельной мишени находится слой окисла, воды и углеводородов. Толщина такого слоя сравнима с глубиной скин-слоя. В случае плазмы, образованной ФЛИ, это обстоятельство в значительной степени определяет энергию, заряд и атомный номер ионов. Поскольку горячие электроны формируются в скин-слое, то до значительных энергий ускоряются ионы поверхностных загрязнений, главным образом протоны. Ионы основного вещества мишени ускоряются преимущественно тепловыми электронами и приобретают меньшие энергии на единицу заряда. Ситуация изменяется, если поверхность мишени очищена от слоя загрязнений. Для очистки поверхности мишени обычно используют резистивный нагрев, ионное распыление или импульсную лазерную очистку. Недостатком резистивного метода очистки мишени является невозможность удаления окисного слоя, так как обычно температура плавления окислов превышает температуру плавления самого вещества. Кроме того, при таком методе необходимо использовать токопроводящую мишень или мишень с токопроводящей подложкой. Очистка поверхности мишени ионным пучком или лазерным импульсом позволяет использовать в экспериментах мишень любого типа (металлы, полупроводники и диэлектрики). Также, лазерная очистка позволяет локально

нагреть мишень до температур, обеспечивающих удаление не только углеводородов и воды, но и окисного слоя. Изменяя качество очистки поверхности мишени от слоя загрязнений, можно управлять максимальной энергией ионов основного вещества мишени. Помимо этого, в поверхностном слое мишени, благодаря более высокой температуре тепловых электронов и более низкой концентрации плазмы, ионизация происходит эффективнее. То есть изменение толщины примесного слоя дает возможность управления зарядом ионов. Большинство экспериментов до настоящего времени проводились с использованием мишеней с поверхностью, не подвергнутой предварительной очистке. Это в значительной степени затрудняет понимание физических процессов происходящих в плазме ФЛИ.

Обычно в экспериментах с плазмой ФЛИ используются различные твердотельные мишени, кластеры, микрокапли и струи. Однако, можно использовать и жидкость. Это может быть заманчиво, прежде всего, тем, что жидкую мишень не надо ни сдвигать, ни обновлять после каждого лазерного выстрела. Такая ситуация значительно облегчает конструирование возможных источников частиц и излучения из плазмы. Понятно, что если время восстановления поверхности жидкости после воздействия лазерного импульса достаточно мало, то это позволит использовать такую мишень в экспериментах с высокой частотой повторения лазерных импульсов.

К настоящему моменту существует ограниченное число работ, в которых проводились исследования плазмы, формируемой лазерным импульсом на поверхности жидкости. В частности, измерялся спектр тормозного рентгеновского излучения из плазмы, формируемой на поверхности воды единичным лазерным импульсом и «мульти-импульсом» (последовательность лазерных импульсов, отделенных друг от друга временным интервалом в 10 нс). Частота повторения лазерных импульсов в данных экспериментах была 10 Гц. Было обнаружено, что при воздействии «мульти-импульсом» появляется более жесткое рентгеновское излучение по сравнению с режимом единичных лазерных импульсов. Такое увеличение энергии рентгеновских квантов было связано с появлением микрокапель в случае «мульти-импульса». Исследовалось также взаимодействие лазерных импульсов, следующих с частотой 2 кГц со свободной поверхностью ртути. Однако, в опубликованных работах нет данных касательно динамики рентгеновского излучения в зависимости от номера лазерного импульса и т.п. Необходимо отметить, что все перечисленные эксперименты проводились в атмосфере окружающего воздуха при атмосферном давлении, что, по-видимому, существенно снижало эффективность генерации рентгеновского излучения за счет неизбежных потерь в результате ионизации приповерхностного воздушного слоя. Существует также ряд работ по изучению плазмы, образующейся на поверхности жидкости при воздействии пикосекундными и фемтосекундными импульсами с интенсивностью до 10^{13} Вт/см², а также по наблюдению ударных волн, образующихся в области пробоя.

Для получения ионов с большой энергией значительный интерес представляет использование лазерных импульсов с высоким контрастом. В случае, когда лазерный импульс обладает пьедесталом или предимпульсом с интенсивностью выше 10^{10} - 10^{11} Вт/см² на поверхности мишени формируется предплазма и поглощение основного импульса происходит уже не на резкой границе мишень-вакуум, а на границе со спадающим градиентом плотности плазмы. Наиболее частые причины плохого контраста лазерного импульса это усиленная спонтанная люминесценция, несогласованность решеток компрессора и т.п. Энергии ионов, ускоряющихся в плазме с низкой плотностью ниже, чем в твердотельной плазме. Это происходит от того, что из-за размытости границы плазма-вакуум не происходит четкого разделения электронов и ионов в пространстве и электростатическое поле между электронами и ионами не достигает значительных величин для эффективного ускорения ионов. Для лазерного импульса с интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см² ($T_e \sim 200$ эВ,

$n_e \sim 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$) на резкой границе плазма-вакуум амбиполярное поле может достигать $\sim 2 \cdot 10^{10} \text{ В/м}$. Помимо более низкой энергии, ионы в плазме, сформированной лазерным импульсом с низким контрастом, обладают и более низким зарядом, так как ионизация происходит в плазме с более низкой плотностью и температурой электронов. Таким образом, необходимым условием для получения ионов с большой энергией и зарядом является наличие лазерного импульса с высоким контрастом, обеспечивающего формирование высокотемпературной твердотельной плазмы.

Одновременно с развитием лазерной техники происходило развитие аналитических и численных моделей, описывающих разлет ионов. Впервые задача разлета плазмы была рассмотрена около 40 лет назад. Было получено автомодельное решение для случая гидродинамического разлета изотермической плазмы с максвелловским распределением электронов и одним сортом ионов. В дальнейшем модель модифицировалась с учетом нескольких сортов ионов и для более сложных распределений электронов (би-максвелловское, супергауссовское и др.). Проводились также численные решения системы гидродинамических уравнений. Позже появились аналитические модели, в которых решаются кинетические уравнения для электронов и ионов. В последнее десятилетие появилось большое количество работ, исследующих ускорение ионов с помощью метода частиц в ячейке (PIC (particle-in-cell) кода). И хотя моделирование плазмы с помощью PIC кода в основном касается бесстолкновительной плазмы, формируемой лазерным импульсом с интенсивностью от 10^{18} - 10^{19} Вт/см^2 и выше, существует небольшое количество работ, в которых с помощью PIC кода исследовался разлет ионов и при умеренных интенсивностях лазерного импульса (от 10^{16} Вт/см^2). Расчёт разлёта плазмы позволяет установить соответствие между параметрами плазмы в момент начала её разлёта и параметрами электронов и ионов, регистрируемых на более поздних временах вдали от плазмы.

Цели диссертационной работы

1. Измерение и анализ особенностей зарядовых и энергетических спектров ионов из плазмы, созданной высококонтрастным ФЛИ с интенсивностью $\sim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ на поверхности твердотельной мишени, очищенной от поверхностного слоя углеводородных и окисных загрязнений.
2. Построение методики оценки средней энергии горячих электронов на основе аппроксимации сигнала от протонов во времяпролетном ионном токе аналитическими зависимостями.
3. Анализ особенностей взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см^2 с поверхностью жидкости и исследование параметров формирующейся плазмы.

Научная новизна

1. Продемонстрировано, что в плазме кремния и вольфрама, формируемой на поверхности мишени, очищенной от поверхностного слоя углеводородных и окисных загрязнений дополнительным наносекундным лазерным импульсом, существенно увеличивается заряд и энергия ионов основного вещества мишени. В случае мишени из вольфрама были зарегистрированы ионы с зарядом от $1+$ до $29+$, при этом энергия ионов достигала 1 МэВ при интенсивности лазерного импульса около $2.5 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$. В плазме, формируемой на неочищенной мишени при тех же параметрах лазерного импульса, заряд ионов вольфрама достигал лишь $5+$, а их энергия не превышала 150 кэВ .

2. Предложена последовательная физическая картина появления в плазме, созданной высококонтрастным ФЛИ с интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см², быстрых ионов с большим зарядом. Быстрые ионы вылетают из поверхностного слоя мишени, ускоряясь горячими электронами. Благодаря тому, что в поверхностном слое плазмы температура тепловых электронов выше, чем в глубине мишени, а концентрация плазмы ниже, ионы ионизируются эффективнее, чем в более глубокой твердотельной области плазмы. Это приводит к тому, что средний заряд быстрых ионов значительно превышает средний заряд медленных ионов. Дополнительное влияние на заряд ионов может оказывать ударная ионизация в присутствии амбиполярного поля, а также надбарьерная ионизация амбиполярным полем. В результате формируется небольшое количество ионов с зарядом, превышающим равновесные значения. Разлетаясь с высокой скоростью и в облаке плазмы с низкой концентрацией, быстрые ионы практически не испытывают рекомбинации в плазме, но несильно рекомбинируют в результате столкновений с молекулами остаточного газа в камере взаимодействия. На основе данной картины получили объяснение основные особенности зарядовых и энергетических спектров быстрых ионов вольфрама и кремния: существенное увеличение средней энергии и среднего заряда быстрых ионов, появление ионов с аномально высокой кратностью ионизации.
3. Предложена методика оценки средней энергии горячих электронов в плазме, основанная на аппроксимации экспериментально измеренного времяпролетного ионного тока плазмы аналитической зависимостью. Аналитическая зависимость строится на основе адиабатической модели разлета плазмы с учетом нелинейности отклика детектора ионов. Экспериментально продемонстрировано, что оценки для средней энергии горячих электронов, полученные с помощью используемой ранее рентгеновской методики, совпадают с оценками, полученными на основе ионной методики, развитой в рамках настоящей работы.
4. На примере мишеней из вакуумного масла VM-1 и галлия экспериментально продемонстрировано, что жидкость с малым давлением насыщенных паров может быть использована в качестве мишени для формирования твердотельной плазмы ФЛИ. Экспериментально продемонстрировано, что плазма, формируемая на мишени из жидкого галлия, может быть использована для создания стабильного источника рентгеновского излучения с частотой повторения импульсов 10 Гц.

Практическая ценность

Полученные в работе результаты демонстрируют возможность использования плазмы ФЛИ, созданной на мишени, подвергнутой предварительной очистке, для формирования высокоэнергетических тяжелых ионов с широким зарядовым спектром, а также для формирования пучков легких ионов с энергиями, лежащими в узком спектральном диапазоне.

Использование в качестве мишени для формирования плазмы ФЛИ свободной поверхности жидкости открывает возможность создания источников рентгеновского излучения, быстрых ионов, γ -квантов, нейтронов и т.п. с высокой частотой повторения импульсов. Самообновление поверхности мишени позволяет значительно реже, по сравнению с твердотельными мишенями, сдвигать мишень. Кроме того, поверхность жидкости может быть использована многократно (так как на ней не образуется кратеров), что значительно увеличивает ресурс по количеству выстрелов.

В целом подходы и методики, развитые в диссертационной работе, могут использоваться в таких областях, как физика плазмы и физика УТС для решения следующих прикладных и фундаментальных задач:

- диагностика плотной плазмы;
- создание источников тяжелых ионов с большим зарядом и энергией;
- создание различных источников плазменных излучений и частиц с высокой частотой повторения импульсов.

Защищаемые положения

1. Импульсная лазерная очистка поверхности мишени от слоя углеводородных соединений и окислов (плотность энергии очищающего излучения 3 Дж/см^2 , опережение относительно фемтосекундного импульса 100 пс) приводит к существенному увеличению числа быстрых ионов основного вещества мишени и значительному увеличению среднего и максимального заряда быстрых ионов из плазмы, формируемой высококонтрастным фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см^2 на очищенной поверхности.
2. Наблюдаемые в экспериментах по воздействию высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см^2 на очищенную поверхность твердотельной мишени вольфрама и кремния зарядовый и энергетический спектры быстрых ионов основного вещества мишени определяются эффективной ударной ионизацией ионов тепловыми электронами в поверхностном слое плазмы и ускорением ионов за счет горячей электронной компоненты.
3. Твердотельная плазма, формируемая фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью $\sim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ на свободной поверхности жидкости с низким давлением насыщенного пара, является эффективным и стабильным источником жесткого некогерентного рентгеновского излучения и быстрых ионов.
4. Оценка средней энергии горячих электронов плазмы, сформированной фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности твердотельной мишени, может быть получена путем аппроксимации времяпролетного сигнала ионного тока плазмы в рамках одномерной адиабатической модели разлета плазмы, состоящей из протонов и горячих электронов.

Апробация работы и публикации

Основные результаты исследований, представленных в диссертации, докладывались автором на следующих научных конференциях: 2-ая международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2001» (Санкт-Петербург, Россия, 2001), девятая международная конференция студентов и аспирантов по фундаментальным наукам «Ломоносов 2002» (Москва, Россия, 2002), международная конференция по квантовой электронике IQEC/LAT-YS 2002 (Москва, Россия, 2002), XI конференция по лазерной оптике Laser Optics-2003 (Санкт-Петербург, Россия, 2003), 3-ий международный симпозиум по сверхбыстрой и интенсивной лазерной науке ISUILS-3 (Палермо, Италия, 2004), международная конференция по когерентной и нелинейной оптике ICONO 2005 (Санкт-Петербург, Россия, 2005), международный симпозиум по актуальным проблемам нелинейной волновой физики NWP-2005 (Санкт-Петербург - Нижний Новгород, Россия, 2005), 4-ый симпозиум «Сложные системы заряженных частиц и их взаимодействие с электромагнитным излучением. Физика сложных систем.» (Москва, Россия, 2006), XII конференция по лазерной оптике Laser Optics-2006 (Санкт-Петербург, Россия, 2006), международная школа по квантовой электронике «Вещество в сверх-интенсивных лазерных полях» (Эриче, Италия, 2006). Также диссертант является соавтором докладов, представленных на научных конференциях: 4-ый итало-российский симпозиум по проблемам лазерной физики и технологий ITARUS 2001 (Санкт-Петербург, Россия, 2001), международная конференция по

квантовой электронике IQEC/LAT-YS 2002 (Москва, Россия, 2002), XI конференция по лазерной оптике Laser Optics-2003 (Санкт-Петербург, Россия, 2003), 12-ый международный симпозиум по лазерной физике Laser Physics-2003 (Гамбург, Германия, 2003), 5-ый италороссийский симпозиум по проблемам лазерной физики и технологий ITARUS 2003 (Москва, Россия, 2003), 2-ая международная конференция «Рубежи нелинейной физики» (Нижний Новгород – Санкт-Петербург, Россия, 2004), международная конференция по когерентной и нелинейной оптике ICONO 2005 (Санкт-Петербург, Россия, 2005), конференция по лазерам и электрооптике CLEO/EUROPE 2005 (Мюнхен, Германия, 2005), 3-ий симпозиум «Плазма и ее взаимодействие с электромагнитным излучением» (Москва, Россия, 2005), 2-ой симпозиум по фотонике и лазерным технологиям (Каяни, Финляндия, 2005), международный симпозиум по актуальным проблемам нелинейной волновой физики NWP-2005 (Санкт-Петербург - Нижний Новгород, Россия, 2005), российско-немецкий симпозиум по лазерной физике (Нижний Новгород, Россия, 2005).

По теме диссертации опубликовано 17 работ в рецензируемых научных изданиях, в том числе 7 статей в отечественных и зарубежных научных журналах и 9 статей в сборниках и трудах конференций, 1 препринт и 21 тезис докладов.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялось проведение экспериментов, обработка экспериментальных данных, анализ результатов эксперимента с помощью существующих численных моделей, анализ теоретических моделей разлета ионов, а также интерпретация полученных результатов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Работа изложена на 119 страницах, включает 55 рисунков, 2 таблицы и список литературы (общее число ссылок 119).

Содержание работы

Во *введении* обосновывается актуальность темы исследований, формулируются цели, задачи, научная новизна, практическая ценность, защищаемые положения, даётся краткая аннотация содержания глав.

Глава 1 является обзорной и посвящена рассмотрению основных характеристик ионов, формирующихся в плазме ФЛИ. В *параграфе 1.1* рассматриваются основные свойства электронов и ионов, формирующихся в плазме, созданной высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом на поверхности твердотельной мишени. В частности, внимание уделяется механизмам поглощения энергии лазерного импульса, механизмам нагрева электронов в плазме, рассматриваются основные механизмы ионизации, заряд ионов и наиболее распространенные механизмы ускорения ионов в плазме. Отмечается, что в плазме, формируемой лазерным импульсом с умеренной интенсивностью, ионы с передней поверхности мишени ускоряются амбиполярным полем, формирующимся между электронами и ионами на границе плазма-вакуум. Кроме того, существенное влияние на энергию и заряд ионов основного вещества мишени оказывает наличие на поверхности мишени загрязняющего слоя из углеводородов и окислов. Толщина слоя загрязнений порядка толщины скин-слоя в плазме (~10 нм). Наиболее эффективно в этом случае горячими электронами будут ускоряться легкие ионы примесей, обладающие наибольшим отношением заряда к массе. В первую очередь это будут протоны. Ионы основного вещества мишени, ускоряясь тепловыми электронами, приобретают значительно меньшие энергии на

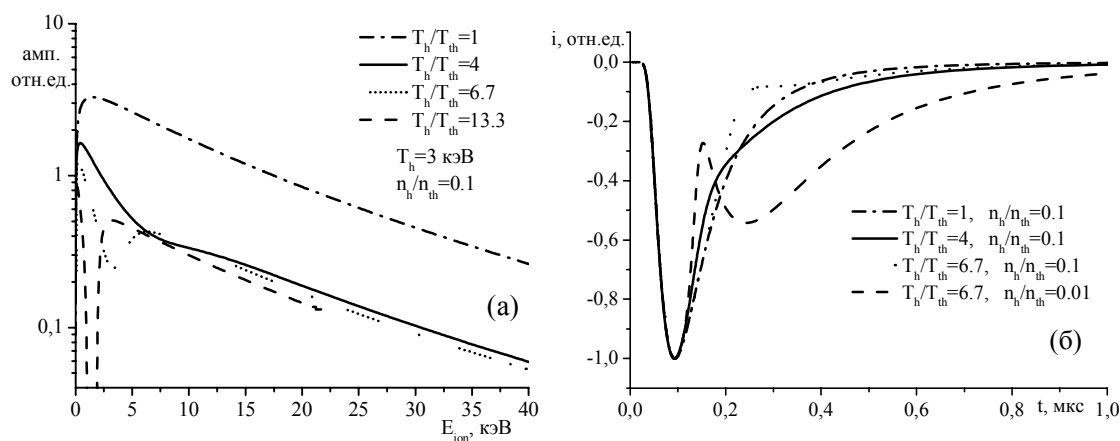


Рис. 1 Энергетические спектры (а) и времяпролетные спектры (б) протонов, получаемые в автомоделном решении.

единицу заряда по сравнению с протонами. Это указывает на то, что для получения высокоэнергетичных ионов основного вещества мишени, необходимо использовать мишень, очищенную от поверхностных загрязнений.

В параграфе 1.2 представлен обзор наиболее распространенных методик экспериментального исследования ионов, вылетающих из плазмы. В частности представлены времяпролетная методика, методика измерения энергетических спектров ионов с помощью электростатического спектрометра и спектрометра Томпсона, методика регистрации ионов при слиянии их с нейтральными атомами, методика использования радиохромных пленок.

Параграф 1.3 посвящен более подробному рассмотрению ускорения ионов амбиполярным полем и рассмотрению возможности построения аналитической зависимости, описывающей времяпролетный сигнал ионов. Исходя из аппроксимации экспериментально измеренного времяпролетного сигнала ионов аналитической зависимостью, существует возможность оценить параметры электронной составляющей плазмы. В параграфе анализируются автомоделное решение одномерных гидродинамических уравнений разлета плазмы и решение, получаемое в рамках адиабатической модели разлёта плазмы. Данная модель отличается от автомоделного решения тем, что в ней решаются кинетические уравнения для электронов и ионов в плазме. Это позволяет учесть охлаждение электронов, связанное с перекачкой тепловой энергии электронов в кинетическую энергию ионов. На рисунке 1а представлены энергетические спектры ионов, получаемые в автомоделном решении для однотемпературной и для двухтемпературной функций распределения электронов. В случае двухтемпературной функции распределения в спектре можно различить две группы ионов: быстрые и медленные ионы. При этом, чем сильнее различие между температурами горячих и тепловых электронов, тем сильнее выражены быстрая и медленная ионные компоненты. При $T_h/T_{th} > 9.9$ спектре ионов появляется «провал», то есть ионы с определенными энергиями отсутствуют. Адиабатическая модель не предсказывает появления «провалов». В реальности электроны в процессе ускорения ионов охлаждаются, что приводит к замыванию «провала». На рисунке 1б приведены рассчитанные времяпролетные ионные сигналы. Зависимости соответствуют расчету ускорения протонов электронами с однотемпературным и с двухтемпературным распределениями по энергиям. Наиболее важное наблюдение, которое можно сделать, глядя на этот рисунок, это то, что независимо от наличия тепловых электронов и независимо от температуры тепловых электронов пик в ионном токе, определяемый горячими электронами не изменяет своего положения во времени. Это говорит о том, что для оценки средней энергии горячих электро-

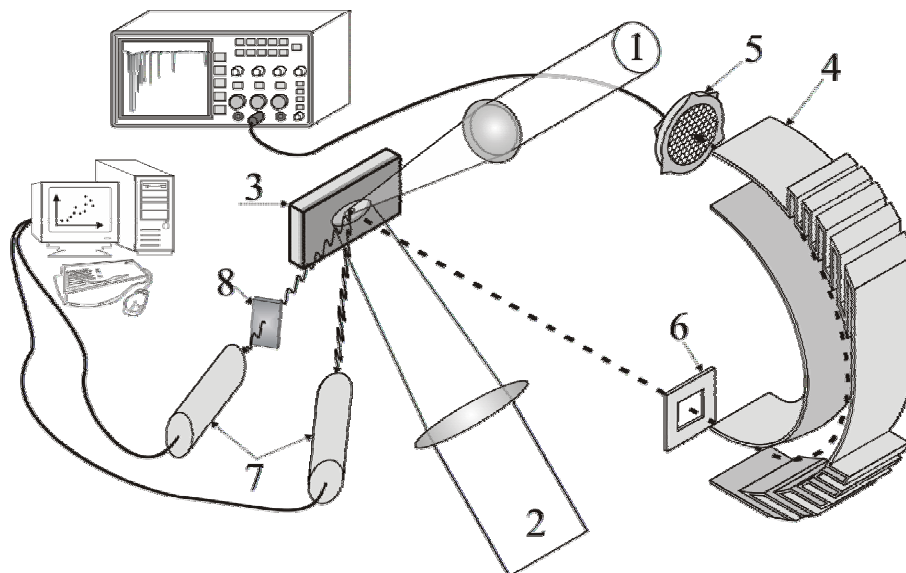


Рис. 2 Схема эксперимента: 1 – фемтосекундный лазерный импульс, 2 – наносекундный чистящий лазерный импульс, 3 – мишень (кристаллический кремний или вольфрам), 4 – электростатический масс-спектрометр, 5 – микроканальная пластина ВЭУ-7, 6 – диафрагма, 7 – рентгеновские детекторы на базе сцинтиллятора NaI(Tl) и ФЭУ-119, 8 – полосовые рентгеновские фильтры (Al, Be).

нов достаточно использовать решение для ионов ускоренных только горячими электронами.

В *главе 2* представлены результаты экспериментов по исследованию зарядовых и энергетических спектров ионов, формирующихся в плазме на очищенных мишенях из кристаллического кремния и вольфрама фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью около 10^{16} Вт/см². В этих условиях удалось получить ионы кремния с зарядом от 1+ до 12+ и ионы вольфрама с зарядом от 1+ до 29+ и энергией до 1 МэВ. Кроме того, в ионном токе присутствовали полностью ионизованные ионы углерода и кислорода. Потенциалы ионизации таких ионов превышают 800 эВ. Помимо этого, на основе сравнения экспериментальных результатов с результатами численного моделирования проанализированы основные закономерности ускорения и ионизации ионов в плазме.

В *параграфе 2.1* рассматриваются особенности эксперимента, проводимого с использованием мишени, очищенной от поверхностного слоя углеводородных и окисных загрязнений. В частности, приводятся оценки для температуры нагрева мишени лазерным импульсом, времени остывания мишени после воздействия лазерного импульса и времени восстановления поверхностных загрязнений в результате адсорбции молекул из окружающего мишень газа. Из оценок следует, что фемтосекундный импульс, формирующий плазму, должен приходиться на поверхность мишени не ранее чем через 1-10 мкс после очищающего импульса, но и не позже чем через 3 мс. Экспериментально определенное время составило 100 мкс. В эксперименте проводились измерения энергетических спектров ионов из плазмы (см. схему эксперимента на рис.2). Поверхность мишени предварительно была очищена от слоя окислов, углеводородных соединений и паров воды с помощью воздействия дополнительным наносекундным лазерным импульсом. В качестве мишеней были взяты кристаллический кремний и вольфрам. Для формирования плазмы использовался лазерный импульс, генерируемый фемтосекундной лазерной системой на красителе ($\lambda=616$ нм, $\tau=200$ фс, $E\sim 500$ мкДж, $I\sim 2.5\cdot 10^{16}$ Вт/см²). Для удаления поверхностного слоя загрязнений мишень перед каждым выстрелом подвергалась воздействию лазерного импульса ХеСl-экимерного лазера ($\tau=30$ нс, $E=10$ мДж, $\lambda=308$ нм, $W=3$ Дж/см²). Для измерения ионных токов плазмы использовался электростатический

спектрометр. Одновременно с измерениями ионных токов в каждом лазерном выстреле проводились измерения выхода жесткого рентгеновского излучения в два различных спектральных диапазона (>6 кэВ и >10 кэВ).

В параграфе 2.2 представлены основные результаты экспериментов. Использование рентгеновской диагностики формируемой плазмы позволило сказать, что очистка мишени не приводит к значительным изменениям в механизмах формирования горячих электронов плазмы. Для кремниевой мишени конверсия энергии лазерного импульса в рентгеновское излучение с энергией кванта больше 6 кэВ и средняя энергия горячих электронов, и для случая очищенной мишени, и для мишени,

не подвергнутой предварительной очистке, составили соответственно $\sim 4.5 \cdot 10^{-5} \%$ и 6.5 ± 2.2 кэВ. В случае использования очищенной мишени ионный ток практически не содержит ионов примесей. Кроме того, зарядовый спектр ионов кремния становится значительно шире, и появляются быстрые ионы (ускоренные горячими электронами) основного вещества мишени (см. рис. 3). Измерения ионных токов при различных напряжениях на спектрометре позволяют построить энергетические спектры всех регистрируемых ионов. На рисунке 4а представлено сравнение спектров иона Si^{3+} , получаемых при использовании неочищенной и очищенной мишеней. Легко заметить, что: 1) спектр ионов с энергиями до ~ 30 кэВ в обоих случаях одинаков; 2) в случае очищенной мишени присутствуют ионы, с энергиями более 30 кэВ. Исходя из аппроксимации энергетических спектров ионов экспоненциальной зависимостью показано, что все быстрые ионы, вылетающие из плазмы, обладают одинаковой в пределах ошибки энергией на единицу заряда, для медленных ионов энергия на единицу заряда убывает с ростом заряда. Это говорит о том, что медленные ионы рекомбинируют значительно в процессе разлета плазмы, а быстрые ионы либо не подвержены рекомбинации, либо для них скорость рекомбинации не зависит от скорости и заряда иона. Помимо этого в параграфе приводятся

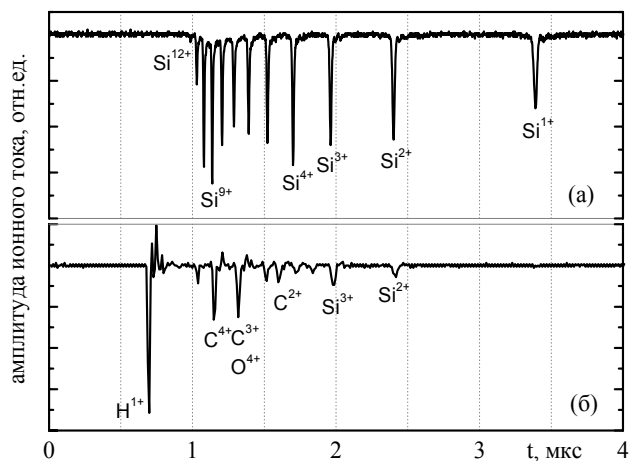


Рис. 3 Типичные ионные токи из плазмы кремния, зарегистрированные при энергии иона на единицу заряда $E_{ion}/Z=5$ кэВ. (а) – очищенная мишень, (б) – неочищенная мишень.

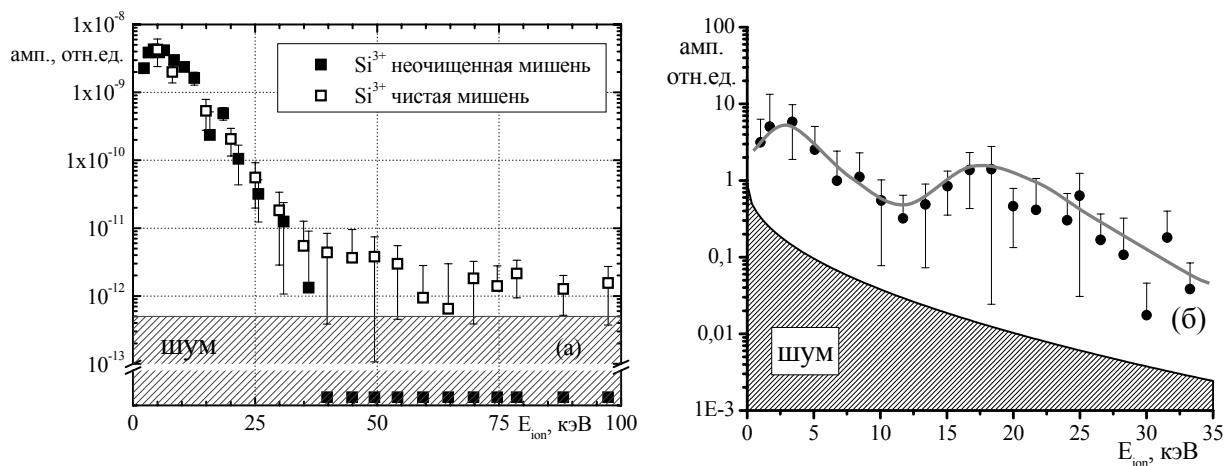


Рис. 4 (а) - Энергетические спектры иона Si^{3+} , получаемые при использовании очищенной мишени и мишени, не подвергнутой предварительной очистке. (б) - Энергетический спектр протонов в плазме на очищенной мишени. Линия нанесена для наглядности.

зарядовые, массовые и энергетические спектры ионов. Значительное внимание в параграфе 2.2 уделено рассмотрению амплитудных модуляций в энергетических спектрах лёгких ионов. Форма энергетических спектров примесных ионов существенно отличается от формы энергетических спектров ионов основного вещества мишени (см. рис. 4б). В качестве объяснения приводятся два возможных механизма появления амплитудных модуляций. Первый механизм связан с пространственным разделением ионов, ускоряющихся тепловыми и горячими электронами с существенно разной температурой. Как показано для автомодельного решения задачи изотермического разлета плазмы, при отношении температур электронов $T_h/T_{th} > 9.9$ в энергетическом спектре ионов формируется провал (см. рис. 1а). В наших экспериментах $T_h \sim 4$ кэВ, $T_{th} \sim 200$ эВ и такое условие выполняется. Вторым возможным механизмом появления глубоких модуляций связан с влиянием электростатического поля, формирующегося на фронте тяжелых ионов, на разлёт лёгких ионов. В результате, легкие ионы будут приобретать дополнительное ускорение, и выталкиваться из области фронта тяжелых ионов. Число легких ионов, летящих со скоростями около скорости фронта тяжелых ионов, будет мало.

В параграфе 2.3 проводится сравнение данных эксперимента с результатами численного моделирования и на основе этого предлагается последовательная картина формирования быстрых высокозаряженных ионов в плазме. При численном моделировании использовались два кода, созданных ранее. Первый код позволяет рассчитать динамику взаимодействия мощного короткого лазерного импульса с твердотельной мишенью. Код учитывает поглощение лазерного импульса на движущейся границе плазма-вакуум, кинетику ионизации и рекомбинации, спитцеровскую и баллистическую теплопроводность, гидродинамическое расширение плазмы и позволяет проследить динамику плазмы вплоть до времен порядка пикосекунды. Входными параметрами кода являются: интенсивность, длительность импульса, поляризация, длина волны лазерного импульса, угол падения излучения на мишень и атомный номер вещества мишени. Все вычисления, представленные в работе, были сделаны для входных параметров кода, соответствующих экспериментальным условиям. Для моделирования рекомбинации ионов в процессе последующего разлета плазмы использовался второй код, модифицированный с учетом геометрии плазменного факела. Данный код позволяет рассчитать гидродинамическое расширение плазмы в вакуум или в нейтральный газ на масштабах времени от нескольких пикосекунд до нескольких микросекунд. При этом учитывается кинетика ионизации и рекомбинации, теплопроводность и электрон-ионный тепловой обмен. В качестве входных параметров этого кода использовались пространственно-временные профили концентрации ионов, заряда ионов и температур электронов и ионов, полученные с помощью первого кода. Оба численных кода не учитывают наличие горячих электронов в плазме, однако, такое приближение не искажает сильно результаты моделирования, поскольку вклад горячих электронов в энергетический баланс плазмы не превышает одного процента для наших экспериментальных условий. Численный счет проводился как для плазмы кремния, так и для плазмы вольфрама. На рисунке 5 (плазма W) представлены пространственные профили плотности ионов, температуры электронов, среднего заряда ионов и амплитуды электромагнитного поля в момент начала лазерного импульса ($t = -200$ фс), в момент максимума лазерного импульса ($t = 0$) и после прохождения лазерного импульса ($t = 200$ фс). Расчет производился для интенсивности лазерного импульса $2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Видно, что максимальные значения заряда ионов достигаются в приповерхностной области мишени, вблизи нулевой координаты. В этой же области плазмы, над поверхностью мишени, эффективно генерируются горячие электроны. Поэтому ионы, находящиеся в приповерхностной области мишени, в первую очередь будут ускоряться горячими электронами. Ионы же, находящиеся в более глубоких

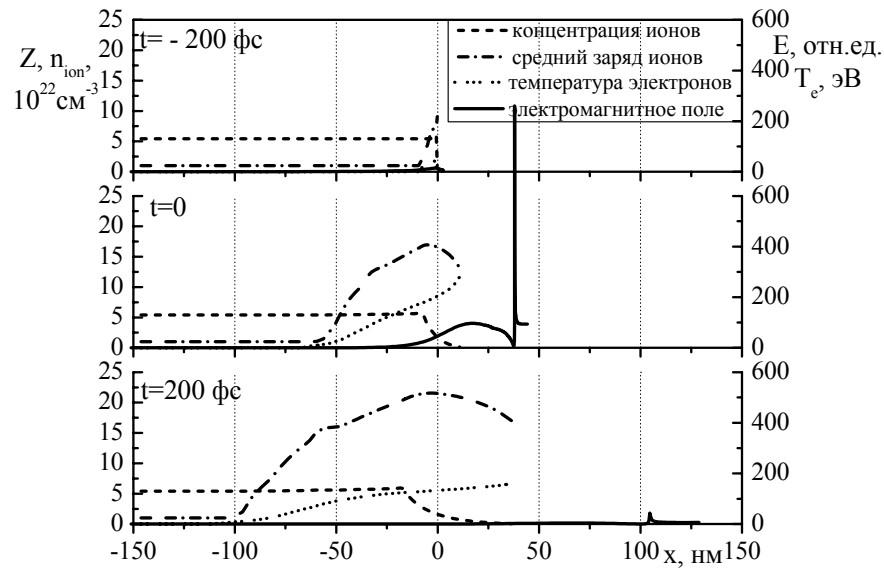


Рис. 5 Пространственные профили концентрации ионов, температуры электронов, заряда ионов и амплитуды электромагнитного поля в плазме вольфрама в различные моменты времени.

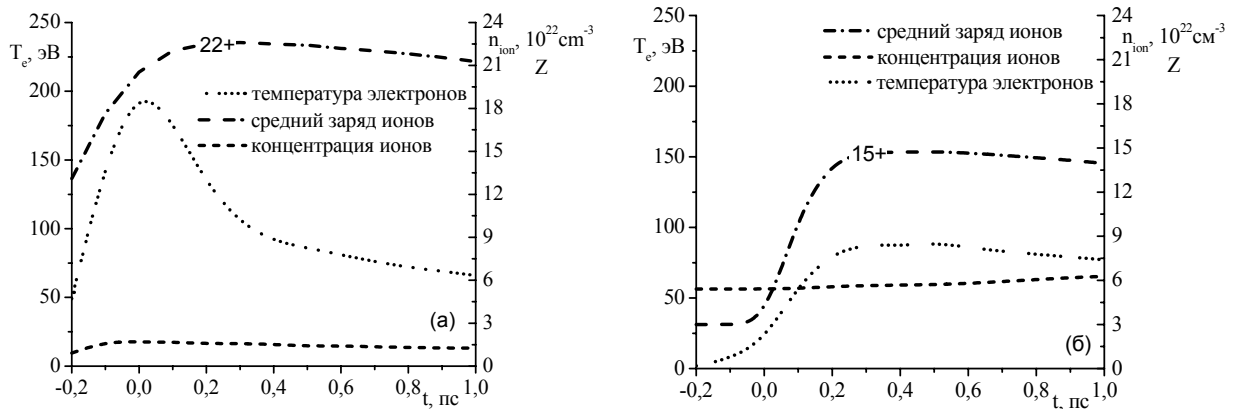


Рис. 6 Временные профили концентрации ионов, температуры электронов и заряда ионов в поверхностном слое плазмы вольфрама ($x=0$) (а) и в глубине мишени ($x=-50$ нм) (б).

слоях мишени, будут слабее чувствовать поле горячих электронов, и в основном будут ускоряться тепловыми электронами. Чтобы понять, каким должно быть зарядовое распределение ионов, ускоренных тепловыми и горячими электронами, рассматривается временная динамика n_{ion} , T_{th} и Z (см. рис. 6) в глубине плазмы ($x=-50$ нм) и на ее поверхности ($x=0$). Для оценки зарядового распределения ионов использовалось уравнение Саха. В поверхностном слое плазмы, использовалось значение концентрации ионов равное $\frac{1}{4}n_{solid}$ для вольфрама и $\frac{1}{5}n_{solid}$ для кремния, а температура электронов бралась равной среднему значению от временного профиля температуры (для вольфрама $T_e=140$ эВ, для кремния $T_e=200$ эВ). Помимо этого, средний заряд быстрых ионов, оцененный по формулам Саха, сравнивался со средним зарядом ионов в поверхностном слое плазмы, полученным в результате численного моделирования. Отмечается, что для плазмы вольфрама наблюдаются ионы с зарядами превышающий заряд, предсказываемый уравнениями Саха. В процессе разлета плазмы заряд ионов может значительно уменьшиться в результате их столкновений с электронами, ионами и атомами остаточного газа. Ионы, ускоренные горячими электронами, разлетаясь с высокой скоростью в облаке плазмы с низкой плотностью практически не испытывают рекомбинации в плазме, несильно их заряд уменьшается в результате столкно-

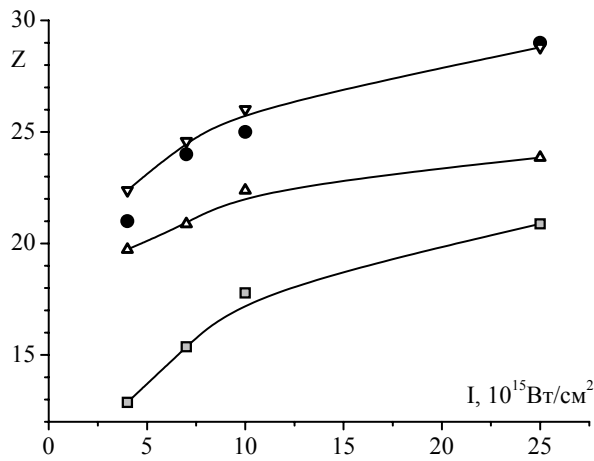


Рис. 7 Зависимости максимального заряда ионов от интенсивности лазерного импульса: (●) – экспериментальные данные, (Δ) – расчет с учетом влияния надбарьерной ионизации амбиполярным полем, (▽) – расчет с учетом влияния ударной ионизации в присутствии амбиполярного поля. (■) – зависимость среднего заряда ионов от интенсивности лазерного импульса, рассчитанная с учетом ударной ионизации в плазме. Расчетные зависимости представлены А.А. Русановым.

плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом, значительную роль может играть ионизация внешним электрическим полем. Наибольшее влияние на процессы ионизации могут оказывать электромагнитное поле лазерного импульса и амбиполярное поле, формирующееся на резкой границе плазма-вакуум. Электромагнитное поле лазерного импульса с интенсивностью порядка 10^{16} Вт/см^2 не превышает $5 \cdot 10^{11} \text{ В/м}$ и оказывает влияние только на начальной стадии ионизации в плазме. Амбиполярное поле начинает влиять на ионизацию на более поздних временах жизни плазмы, в момент ее гидродинамического разлета. В наших экспериментальных условиях ($n_h/n_{th} \sim 0.01$, $T_h/T_h \sim 0.04$) основной вклад в величину амбиполярного поля будут вносить тепловые электроны. При $T_e=200 \text{ эВ}$, $n_e=5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ амбиполярное поле достигает значений $E_{amb} \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ В/м}$ ($E_{amb} \approx \sqrt{8\pi(n_{th}T_{th} + n_hT_h)}$) и способно ионизовать ионы вольфрама вплоть до заряда $30+$. Основным механизмом ионизации таких ионов является, по-видимому, ударная ионизация в присутствии внешнего квазистатического амбиполярного поля. Существенный вклад, однако, может внести и прямая надпороговая ионизация этим полем. На рисунке 7 приведены оценочные зависимости максимального заряда ионов вольфрама, полученные при учете дополнительных механизмов ионизации. Наблюдается хорошее совпадение экспериментально наблюдаемого максимального заряда ионов с расчетом, полученным при последовательном учете ударной ионизации в присутствии внешнего квазистатического амбиполярного поля, трёхчастичной рекомбинации в плазме и рекомбинации на атомах остаточного газа в камере взаимодействия.

В главе 3 представлены результаты экспериментов по исследованию плазмы, формируемой ФЛИ на свободной поверхности жидкости. Параграф 3.1 посвящён рассмотре-

ваний с молекулами остаточного газа в камере взаимодействия.

Для получения более полной картины были дополнительно проведены измерения зарядовых спектров ионов при 3-х меньших значениях интенсивности лазерного импульса: $1 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, $7 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ и $4 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Показано, что расхождение расчетных и экспериментальных зарядовых спектров быстрых ионов вольфрама сохраняется и при меньших интенсивностях лазерного импульса. Для объяснения наблюдаемого в эксперименте зарядового состава быстрых ионов необходимо подробнее рассмотреть возможные дополнительные механизмы ионизации ионов, находящихся на границе плазма-вакуум. Этому посвящен параграф 2.4. Обычно предполагается, что ионизация в горячей плотной плазме, формируемой фемтосекундным импульсом умеренной интенсивности, происходит за счет соударений электронов и ионов в плазме. Однако, помимо ударной ионизации в

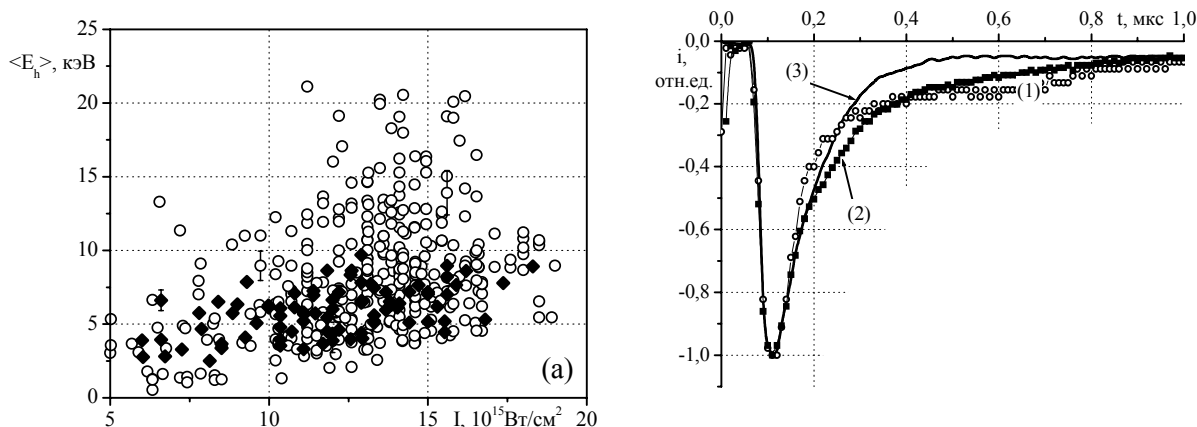


Рис. 8 (а) - Зависимость средней энергии горячих электронов от интенсивности (○ - VM-1, ◆ - кремний). (б) - Ионный времяпролетный сигнал из плазмы, сформированной на поверхности масла VM-1 (линия 2 (■)), и из плазмы кремния (линия 1 (○)); аналитическая зависимость, соответствующая расчету разлета плазмы, состоящей из протонов и горячих электронов (линия 3).

нию основных требований, предъявляемых к веществу мишени, находящемуся в жидкой фазе. Для создания на поверхности мишени высокотемпературной лазерной плазмы и последующей эффективной генерации жёсткого рентгеновского излучения в диапазоне свыше 2 кэВ и быстрых ионов необходимо обеспечить интенсивность лазерного излучения свыше 10^{16} Вт/см 2 . Как следствие, жидкость должна обладать малым давлением насыщенных паров во избежание самовоздействия лазерного излучения и пробоя приповерхностного газового слоя. Немаловажными характеристиками жидкости так же являются вязкость, поверхностное натяжение и теплопроводность. Вязкость и поверхностное натяжение определяют скорость выравнивания поверхности после взаимодействия с лазерным импульсом, а теплопроводность скорость остывания области воздействия. Оба этих момента становятся принципиально важными при использовании в экспериментах излучения лазерных систем, работающих в импульсно-периодических режимах с высокой частотой повторения импульсов. После анализа физических свойств значительного количества жидкостей органического и неорганического происхождения было заключено, что для экспериментов с лазерной плазмой наиболее подходят жидкие металлы, некоторые сплавы (например, свинец с висмутом), вакуумные масла, глицерин, этиленгликоль и валериановые кислоты. Окончательно, в качестве вещества мишени были выбраны вакуумное масло VM-1 и галлий. Целью экспериментов, проводимых с использованием мишени из VM-1, было показать, что параметры плазмы, формируемой на поверхности жидкости, не отличаются от плазмы, формируемой на поверхности твердотельной мишени. Целью экспериментов, проводимых с галлием, было показать, что возможно создать плазменный источник рентгеновского излучения и ионов с большой частотой повторения импульсов. В **параграфе 3.2** отражены основные результаты, полученные в экспериментах с маслом VM-1. В эксперименте проводились одновременные измерения выхода тормозного жёсткого рентгеновского излучения в различные спектральные диапазоны и времяпролётные измерения ионных токов плазмы, сформированной на поверхности масла VM-1 лазерным импульсом генерируемым лазерной системой на красителе ($\lambda=616$ нм, $\tau=200$ фс, $E\sim 300$ мкДж, $I\sim 2\cdot 10^{16}$ Вт/см 2 , контраст по интенсивности 10^5). Сравнение с твердотельной мишенью (кристаллический кремний) показало, что средняя энергия горячих электронов в плазме и скорости быстрых протонов в обоих случаях имеют одни и те же значения (см. рис. 8). На времяпролётных зависимостях видно (рис. 8б), что минимум, соответствующий времени

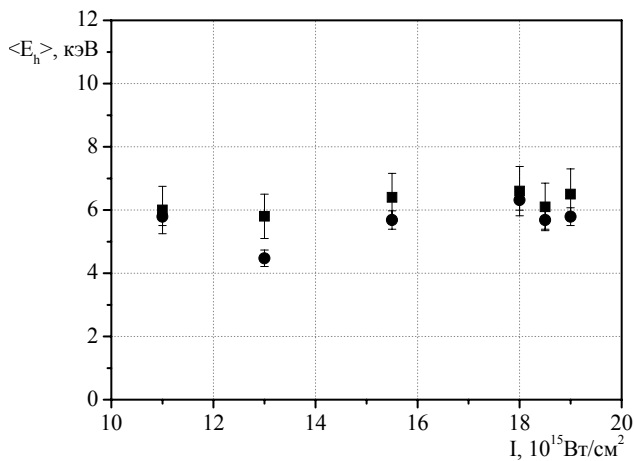


Рис. 9 Зависимость средней энергии горячих электронов в плазме от интенсивности лазерного импульса. ■ - Оценка, полученная с помощью рентгеновской методики, ● - оценка, полученная с помощью ионной методики.

параграфе 3.2. Значительное внимание в параграфе 3.2 уделено рассмотрению методики оценки средней энергии горячих электронов плазмы на основе аппроксимации протонной части времяпролетного сигнала ионов аналитической зависимостью, получаемой в рамках адиабатической модели разлёта плазмы с учётом нелинейности отклика детектора ионов (см. рис. 8б). Одновременные измерения выхода рентгеновского излучения и ионных токов позволили провести оценку для средней энергии горячих электронов двумя независимыми методиками, и тем самым проверить, насколько правильно работает разработанная ионная методика. Сравнительные данные приведены на рисунке 9. Хорошее совпадение величин для средней энергии горячих электронов, получаемых с помощью ионной методики, с величинами, получаемыми с помощью ранее развитой рентгеновской методики, позволяет утверждать, что развитая методика дает возможность получать правильную оценку для величины средней энергии горячих электронов в плазме. Таким образом, в параграфе 3.2 продемонстрировано, что жидкость может быть использована в качестве мишени для формирования твердотельной плазмы фемтосекундным лазерным импульсом. Параметры полученной плазмы соответствуют параметрам плазмы, формируемой на твердотельных мишенях. Однако, поскольку воздействие от выстрела к выстрелу происходит в одну и ту же точку на мишени, необходимо выбирать время между лазерными импульсами заведомо большим, чем время восстановления мишени. Мишень из вакуумного масла VM-1 не подходит для использования с лазерными системами с высокой частотой следования импульсов. В данном случае необходимо подбирать другую мишень, например, галлий. Результаты экспериментов по измерению выхода рентгеновского излучения из плазмы формируемой на поверхности жидкого галлия в режиме 10 Гц взаимодействия представлены в **параграфе 3.3**. Схема эксперимента представлена на рисунке 10. Для формирования плазмы в данных экспериментах использовался лазерный импульс, генерируемый лазерной системой на кристалле хром-форстерита ($\tau=110$ фс, $E\sim 350$ мкДж, $\lambda=1.24$ мкм, $I\sim 10^{16}$ Вт/см 2). Частота повторения лазерных импульсов составляла 10 Гц. Мишень из жидкого галлия находилась в подогреваемой кювете. Температура галлия могла изменяться в диапазоне от комнатной температуры ($\sim 20^\circ\text{C}$) до 270°C . Для регистрации интегрального выхода жесткого тормозного рентгеновского излучения использовались два рентгеновских детектора на осно-

прихода протонов, на обеих зависимостях совпадает и равен ~ 0.1 мкс. Это указывает на то, что в обоих случаях протоны ускорялись электронами с одинаковой энергией. Большой разброс значений средней энергии горячих электронов (см. рис. 8а) может быть связан с изменением во время эксперимента физических свойств, как самой жидкости, так и с появлением над поверхностью жидкости пара, мешающего доставке излучения на мишень. Чтобы проверить такие предположения была проведена оптическая диагностика поверхности мишени после воздействия лазерным импульсом. Результаты этих экспериментов также представлены

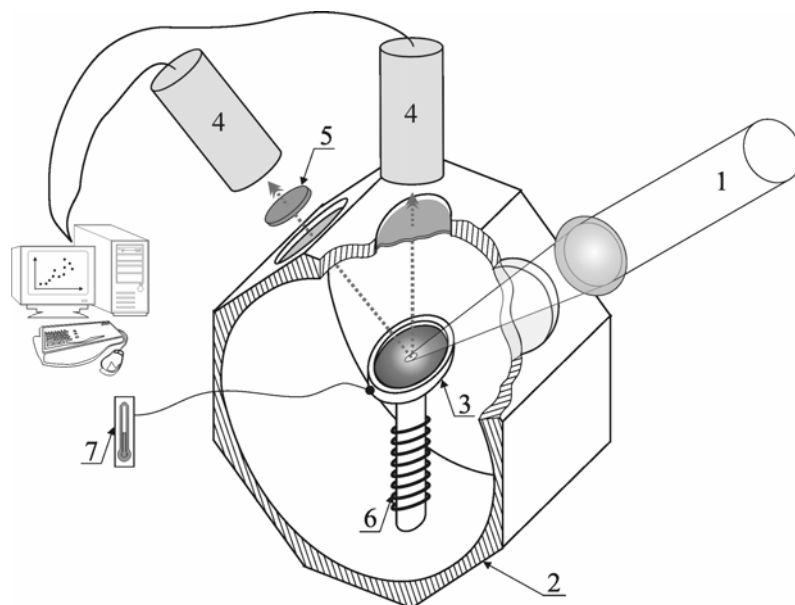


Рис. 10 Схема экспериментальной установки: 1 – фемтосекундный лазерный импульс, 2 – вакуумная камера, 3 – жидкая галлиевая мишень, 4 – рентгеновские детекторы, 5 – рентгеновские фильтры (Be или Al), 6 – электронагреватель, 7 – термопара.

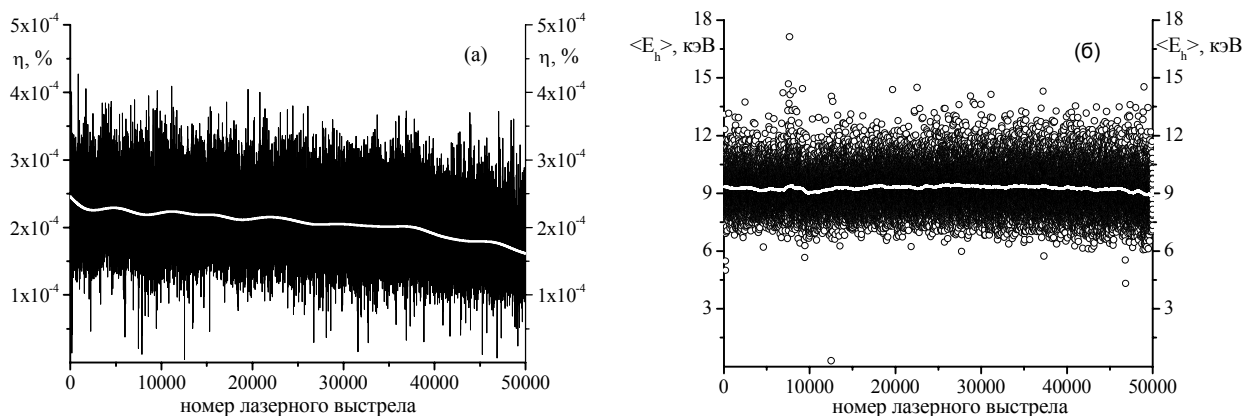


Рис. 11 Выход рентгеновского излучения η в спектральный диапазон более 2.5 кэВ (а) и средняя энергия горячих электронов $\langle E_h \rangle$ (б) как функции номера лазерного выстрела в режиме 10 Гц взаимодействия. Температура галлия $T_{Ga}=270^\circ\text{C}$. Белая линия соответствует бегущему среднему.

ве сцинтиллятора NaI(Tl) и ФЭУ-119. Выход рентгеновского излучения измерялся в спектральные диапазоны >2.5 кэВ и >7.5 кэВ. Это позволяло оценивать в каждом лазерном выстреле среднюю энергию горячих электронов в плазме. Вначале была проведена серия экспериментов по измерению выхода рентгеновского излучения из плазмы, как в режиме 10 Гц взаимодействия, так и в одиночном режиме. В обоих случаях конверсия энергии лазерного импульса в тормозное рентгеновское излучения с энергиями квантов более 2.5 кэВ составила $(2.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}\%$, а с энергиями квантов более 7.5 кэВ – $(4.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}\%$, а средняя энергия горячих электронов равна 9.3 ± 1.1 кэВ. Таким образом, экспериментально проверено, что за время 100 мс галлиевая мишень успевает восстановиться после лазерного воздействия и параметры плазмы, формируемой в режиме 10 Гц взаимодействия, не отличаются от параметров плазмы, формируемой в однократном режиме.

Чтобы проверить стабильность источника, был проведен эксперимент при длительном воздействии лазерных импульсов на мишень. В первую очередь, исследовалось, как изменяется выход рентгеновского излучения от выстрела к выстрелу. Было проведено

приблизительно 50000 лазерных выстрелов. Такое число лазерных выстрелов соответствует приблизительно полутора часам непрерывного воздействия в режиме 10 Гц. Во время эксперимента мишень не сдвигалась, и не проводилось дополнительной фокусировки излучения. На рисунке 11 представлен выход рентгеновского излучения в спектральный диапазон более 2.5 кэВ (рис. 11а) и средняя энергия горячих электронов (рис. 11б) как функция номера лазерного выстрела. Было получено, что для галлия, нагретого до 270°C, в течение 50000 лазерных выстрелов выход рентгеновского излучения упал примерно на 25%, а средняя энергия горячих электронов изменилась от 9.3+/-0.9 кэВ до 9.0+/-1.1 кэВ. Можно также оценить, что скорость падения среднего значения выхода рентгеновского излучения в спектральный диапазон >2.5 кэВ составляла $1.2 \cdot 10^{-9}$ % за один выстрел. Оценки, приведенные в параграфе, показывают, что снижение выхода рентгеновского излучения и средней энергии горячих электронов в данном случае связано с общим падением уровня жидкости в течение эксперимента в результате выноса вещества в каждом лазерном выстреле. Это падение может быть легко скомпенсировано либо дополнительной фокусировкой объектива, либо повышением уровня жидкости.

Основные результаты и выводы

1) Импульсная лазерная очистка твердотельной мишени позволила выявить ряд принципиальных особенностей ускорения и ионизации быстрых ионов в плазме, формируемой высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом

- В условиях очистки поверхности твердотельной мишени от слоя углеводородов и окислов дополнительным наносекундным импульсом (плотность мощности 3 Дж/см², время задержки между импульсами 100 мкс), происходит ускорение тяжелых ионов основного вещества амбиполярным полем горячих электронов, которое на исходной поверхности экранируется более легкими ионами (в первую очередь протонами). В итоге максимальная энергия ионов вольфрама увеличилась от 150 кэВ до 1 МэВ.
- В плазме на чистой поверхности существенной модификации подвергается зарядовый состав ионов основного материала мишени. Средний заряд ионов кремния увеличился с 3+ до 4+, а максимальный с 5+ до 12+, для ионов вольфрама максимальный заряд увеличился с 5+ до 29+.
- Заряд медленных ионов существенно уменьшается из-за рекомбинации при разлете плазмы. Быстрые ионы либо не рекомбинируют в процессе разлета плазмы, либо скорость их рекомбинации не зависит от заряда и скорости ионов.
- В энергетических спектрах легких ионов (водород, углерод, кислород) наблюдаются глубокие амплитудные модуляции. Глубина модуляций достигает одного порядка по амплитуде. Возможные причины появления модуляций могут быть связаны, как с разделением ионов в пространстве из-за существенно разных температур тепловых и горячих электронов, так и с влиянием электростатического поля на фронте горячих электронов на легкие ионы.
- В плазме, формируемой на поверхности очищенной вольфрамовой мишени лазерным импульсом с интенсивностью от $4 \cdot 10^{15}$ Вт/см² до $2.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² наблюдаются ионы с зарядом, превышающим заряд предсказываемый при учете только ударной ионизации. Основным механизмом ионизации таких ионов является, по-видимому, ударная ионизация в присутствии внешнего квазистатического амбиполярного поля. Существенный вклад, однако, может внести и прямая надпороговая ионизация этим полем.

2) Проведенные исследования позволяют предложить следующую картину ионизации и ускорения быстрых ионов в высокотемпературной плазме, формируемой

высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом. Нагрев мишени передним фронтом лазерного импульса приводит к формированию на её поверхности градиента плотности ионов и электронов в плазме. Это происходит даже в случае, если мишень изначально обладала резкой границей, то есть предимпульс отсутствовал. Для высококонтрастного лазерного импульса с длительностью порядка 100 фс пространственный масштаб градиента плотности плазмы составляет порядка нескольких десятков нанометров в момент прихода максимума лазерного импульса. Следовательно, лазерное излучение поглощается преимущественно в плазме с плотностью ниже твердотельной, но значительно выше критической плотности. Во внешних слоях плазмы тепловые электроны оказываются нагреты в 2-3 раза сильнее, чем в глубине мишени. Например, в плазме кремния для условий, при которых проводился эксперимент, температура электронов в глубине мишени не превышает 150 эВ, а над поверхностью мишени достигает 300 эВ.

Ионизация в глубине мишени и на её поверхности также происходит по-разному. В поверхностной области благодаря более высокой температуре тепловых электронов и более низкой концентрации плазмы средний заряд ионов достигает бóльших значений, чем в глубине мишени. Однако, необходимо учитывать, что время требуемое для достижения равновесного состояния увеличивается в плазме с низкой плотностью. Это значит, что в области с низкой плотностью средний заряд ионов достигает равновесного значения позже, чем в более плотной области. При наших экспериментальных условиях средний заряд ионов на поверхности мишени в плазме кремния достигает 9+, а в плазме вольфрама 23+. Дополнительное влияние на заряд ионов может оказывать ударная ионизация в присутствии амбиполярного поля и надбарьерная ионизация этим полем.

Горячие электроны ускоряются непосредственно электромагнитным полем лазерного импульса и появляются в области критической плотности плазмы, то есть над поверхностью мишени. Концентрация горячих электронов мала по сравнению с концентрацией тепловых электронов, и они практически не влияют на заряд ионов. Вылетая из плазмы, электроны формируют квазистатическое амбиполярное поле, которое ускоряет ионы. Подобно электронам, ионы в своем распределении по энергиям имеют быструю и медленную компоненты. Причем, ионы с более высоким зарядом, находящиеся в момент формирования плазмы в приповерхностной области, ускоряются преимущественно горячими электронами. Ионы из более глубоких слоев плазмы ускоряются тепловыми электронами. Малая плотность и высокая скорость быстрых ионов приводит к тому, что они не испытывают рекомбинации в плазме, и их ионизационное состояние «замораживается». Для быстрых ионов играет роль лишь рекомбинация в результате перезарядки на молекулах остаточного газа в камере взаимодействия. При давлении в камере взаимодействия около 10^{-5} торр за время порядка 1 мкс заряд ионов кремния уменьшится не более чем на 1, а ионов вольфрама на 4-5. Медленные ионы испытывают значительную рекомбинацию в плазме.

В случае использования мишени, не подвергнутой предварительной очистке, в поверхностной области плазмы, главным образом, находятся ионы водорода и углерода. Именно они ионизируются наиболее сильно и ускоряются горячими электронами. Ионы основного вещества мишени в этом случае ионизируются слабо, ускоряются тепловыми электронами и к тому же значительно рекомбинируют при разлете плазмы.

3) Предложенная методика оценки средней энергии горячих электронов плазме с помощью аппроксимации аналитической зависимостью протонного сигнала в регистрируемом времяпролетном ионном токе плазмы позволяет оценивать среднюю энергию горячих электронов в плазме в каждом лазерном выстреле. Аналитическая зависимость строится исходя из «адиабатической» модели одномерного разлета плазмы. При этом учитывается нелинейность отклика микроканальной пластины, регистрирующей ионы. В диапазоне

интенсивностей лазерного импульса от 10^{16} Вт/см² до $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² оценки, получаемые с помощью данной методики, совпадают с оценками, получаемыми по выходу рентгеновского излучения. Так средняя энергия горячих электронов, оцененная в одном и том же лазерном выстреле с помощью ранее разработанной рентгеновской методики, составила $\langle E_h \rangle = 6.6 \pm 0.8$ кэВ, а с помощью ионной методики - $\langle E_h \rangle = 6.3 \pm 0.3$ кэВ (для $I = 1.8 \cdot 10^{16}$ Вт/см² и плазмы, сформированной на поверхности масла VM-1).

4) Экспериментально продемонстрировано, что жидкость с малым давлением насыщенных паров можно использовать в качестве мишени для создания на её поверхности высокотемпературной твердотельной фемтосекундной лазерной плазмы.

- Проанализированы особенности взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с поверхностью жидкости и разработаны основные критерии выбора мишени. Наиболее существенным является требование малости давления насыщенного пара жидкости. Из оценок следует, что для того, чтобы избежать эффектов самовоздействия и самофокусировки лазерного импульса необходимо, чтобы давление в камере взаимодействия было менее 1 торр. В случае использования лазерных систем с высокой частотой повторения импульсов важно выбирать жидкость, обладающую высокой теплопроводностью и большой скоростью выравнивания поверхности.
- При интенсивности лазерного импульса $\sim 10^{16}$ Вт/см² средняя энергия горячих электронов $\langle E_h \rangle$ в плазме на поверхности вакуумного масла составляет от 3 до 18 кэВ. Оптическая диагностика поверхности мишени показала, что большой разброс $\langle E_h \rangle$ связан с медленным остыванием области воздействия после лазерного выстрела и парением масла.
- Скорость фронта быстрых протонов, вылетающих из плазмы, сформированной на поверхности масла VM-1, лазерным импульсом с интенсивностью до $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² совпадает со скоростью протонов, вылетающих из плазмы, формируемой на твердотельных мишенях (например, кремнии). Оценка для средней энергии электронов, ускоряющих протоны, говорит о том, что такие протоны ускорены горячими электронами, то есть плазма, формируемая на поверхности жидкой мишени, является эффективным источником быстрых протонов.
- Жидкий галлий, нагретый до 270°C, может быть использован в качестве мишени для создания стабильного источника жесткого тормозного некогерентного рентгеновского излучения с частой повторения импульсов 10 Гц. Такую мишень не требуется сдвигать или обновлять после каждого лазерного выстрела. Снижение выхода рентгеновского излучения в спектральный диапазон более 2.5 кэВ после 50000 лазерных выстрелов в одну точку мишени составило не более 25%. Такое снижение связано с падением уровня жидкости в результате выноса вещества в каждом лазерном выстреле и может быть легко компенсировано дополнительной фокусировкой объектива или повышением уровня жидкости.
- Температура мишени сильно влияет на скорость снижения уровня жидкости в результате выноса вещества лазерным импульсом. При температуре галлия $T_{Ga} = 50^\circ\text{C}$ снижение выхода рентгеновского излучения на 25% наблюдалось уже через 4000 лазерных выстрела.
- Конверсия энергии лазерного импульса в тормозное рентгеновское излучение с энергией кванта более 2.5 кэВ составила $(2.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}\%$, а в спектральный диапазон более 7.5 кэВ - $(4.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}\%$. Это позволяет оценить, что средняя мощность рентгеновского источника с энергиями квантов более 2.5 кэВ в телесный угол 4π в режиме 10 Гц составляет 5 нВт.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ

1. Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, И.М. Лачко, А.А. Русанов, А.Б. Савельев, Д.С. Урюпина «Формирование быстрых многозарядных тяжелых ионов при воздействии сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса на очищенную поверхность мишени» // ЖЭТФ, **130**, 347-362 (2006)
2. Р.В. Волков, А.А. Воробьев, В.М. Гордиенко, М.С. Джиджоев, И.М. Лачко, Б.В. Марьин, А.Б. Савельев, Д.С. Урюпина «Влияние импульсной лазерной очистки мишени на ионизацию и ускорение ионов в плазме, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом» // Квантовая Электроника, **35** (10), 953-958 (2005)
3. V.M.Gordienko, I.M.Lachko, A.A.Rusanov, A.B.Savel'ev, D.S.Uryupina, and R.V.Volkov "Enhanced production of fast multi-charged ions from plasmas formed at cleaned surface by femtosecond laser pulse" // Applied Physics B, **80**, 733-739 (2005)
4. Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, И.М.Лачко, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина «Ускорение тяжелых многозарядных ионов до энергии в 1 МэВ при облучении твердотельной мишени фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью 10^{16} Вт/см²» // Письма в ЖЭТФ, **81**, 708-711 (2005)
5. Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, П.М. Михеев, А.Б. Савельев, Д.С. Урюпина, «Высокотемпературная плазма, сформированная на свободной поверхности жидкости фемтосекундным лазерным излучением» // Квантовая электроника, **34** (2), 135–138 (2004).
6. 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, «Формирование ионного тока высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазмы при адсорбции примесей на поверхности мишени» // Квантовая электроника, **33** (11), 981–986 (2003).
7. V.M. Gordienko, I.M. Lachko, P.M. Mikheev, A.B. Savel'ev, D.S. Uryupina and R.V. Volkov, «Experimental characterization of hot electron production under femtosecond laser plasma interaction at moderate intensities» // Plasma Physics and Controlled Fusion, **44** (12), 2555-2568 (2002).
8. А.А. Русанов, А.Б. Савельев, Д.С. Урюпина, «Ионизация и рекомбинация в расширяющейся плазме, созданной фемтосекундным лазерным импульсом» // Препринт физического фак-та МГУ им. М.В. Ломоносова № 25/2005, физ.фак. МГУ, 2005, 32 стр.
9. D.S.Uryupina, V.M.Gordienko, M.V.Kurilova, E.V.Rakov, and A.B.Savel'ev «Simple design of femtosecond laser plasma highly stable hard x-ray source using free surface of liquid gallium» // Proc. of SPIE, **5975**, 76-85 (Topical Problems of Nonlinear Wave Physics, St. Petersburg - Nizhniy Novgorod, Russia, August 2-9, 2005) edited by A.M. Sergeev
10. A.B.Savel'ev, V.M.Gordienko, I.M.Lachko, A.A.Rusanov, D.S.Uryupina, R.V.Volkov «Enhanced ionization of W ions at a plasma-vacuum boundary in femtosecond laser plasma at moderate intensities» // Proc. of SPIE, **5975**, 43-54 (Topical Problems of Nonlinear Wave Physics, St. Petersburg -Nizhniy Novgorod, Russia, August 2-9, 2005) edited by A.M. Sergeev
11. I.M.Lachko, A.A.Vorob'ev, V.M.Gordienko, M.S.Dzhidzhoev, B.V.Mar'in, A.B.Savel'ev, D.S.Uryupina, R.V.Volkov «Production of high-energy multi-charged mono-atomic ion bunches from FLP: the role of pulsed laser pre-cleaning» // Proc. of SPIE, **6053**, 605310 (ICONO/LAT-2005: High-Power Lasers and Applications, St. Petersburg, Russia, May 11-17, 2005), edited by W.L.Bohn, V.S.Golubev, A.A.Ionin, V.Y.Panchenko.

12. V.M. Gordienko, M.V.Kurilova, A.B.Savel'ev, D.S.Uryupina, R.V.Volkov «Femtosecond laser plasma x-ray source at free surface of liquid gallium» // Proc. of SPIE, **6256**, 62560F (ICONO 2005, St. Petersburg, Russia, May 11-17, 2005) edited by H.A.Bachor, A.D.Bandrauk, P.B.Corkum, M.Drescher, M.Fedorov, S.Haroche, S.Kilin, A.Sergienko.
13. V.M.Gordienko, I.M.Lachko, A.A.Rusanov, A.B.Savel'ev, D.S.Uryupina, R.V.Volkov «On the origin of fast multi-charged ions from femtosecond laser plasma at moderate intensities» // Proc. of SPIE, **6256**, 62560G (ICONO 2005, St. Petersburg, Russia, May 11-17, 2005) edited by H.A.Bachor, A.D.Bandrauk, P.B.Corkum, M.Drescher, M.Fedorov, S.Haroche, S.Kilin, A.Sergienko.
14. A.B. Savel'ev, V.M.Gordienko, I.M.Lachko, A.A.Rusanov, D.S.Uryupina, and R.V.Volkov «Effect of surface cleaning on decay of low energy nuclear isomers excited during femtosecond laser-plasma interaction» // Proceedings of 7th AFOSR workshop on isomers and quantum nucleonics, 171-180, Dubna, Moscow region, Russia, June 26-June 30, 2005
15. A.B.Savel'ev, V.M.Gordienko, I.M.Lachko, B.V.Mar'in, D.S.Uryupina, and R.V.Volkov «Experimental investigation of ion acceleration from femtosecond laser plasma interaction: role of surface impurities», Proceedings of the 2nd Int. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics", 414-418, Nizhniy Novgorod-St. Petersburg, Russia, July 5-12 (2004)
16. I.M.Lachko, R.V.Volkov, D.M. Golishnikov, V.M. Gordienko, M.C. Dzhidzhoev, B.V. Mar'in, P.M. Mikheev, A.B. Savel'ev, A.A. Shashkov, D.S. Uryupina «Control of femtosecond laser plasma parameters by surface contaminants cleaning with preceding laser pulse» // Proc. of SPIE, **5482**, 102-111 (Laser Optics 2003, 30 June-4 July, St. Petersburg, Russia) edited by V.E.Yashin, A.A.Andreev
17. D.S. Uryupina, V.M. Gordienko, P.M. Mikheev, A.B. Savel'ev, R.V.Volkov «Hard x-ray and high energy protons production under femtosecond laser interaction with free liquid surface» // Proc. of SPIE, **5482**, 32-38 (Laser Optics 2003, 30 June-4 July, St. Petersburg, Russia) edited by V.E.Yashin, A.A.Andreev