

# Комплексная рентгеновская диагностика высокотемпературной лазерной плазмы с использованием сверхсветосильного спектрометра

А.П.Шевелько

*С использованием сверхсветосильного рентгеновского фокусирующего кристаллического спектрометра проведена комплексная диагностика высокотемпературной магниевой лазерной плазмы. Плазма создавалась при фокусировке наносекундного лазерного излучения ( $0.53 \text{ мкМ/1 Дж/2 нс}$ ) на массивную магниевую мишень. Измерены абсолютные интенсивности и выход рентгеновского излучения в резонансных линиях [H]- и [He]-подобных ионов (спектральный диапазон  $\Delta\lambda = 8-10 \text{ \AA}$ ), определена электронная температура плазмы (диапазон  $T_e = 200-550 \text{ эВ}$ ) и установлены зависимости этих параметров в широком интервале энергии лазерного импульса  $E_L$  ( $10 \text{ мДж} - 1 \text{ Дж}$ ). Такой подход позволяет проводить мониторинг параметров лазерно-плазменных источников излучения (определение параметров в режиме реального времени) в широком диапазоне интенсивностей (перепад интенсивностей более  $10^4$ ) и в широком интервале плазменных параметров.*

**Ключевые слова:** диагностика высокотемпературной плазмы, рентгеновская спектроскопия и метрология, многозарядные ионы, лазерная плазма, рентгеновские спектрометры.

## 1. Введение

Для проведения наиболее полной диагностики плазмы необходимо использовать комплексные методы, позволяющие определять не только основные параметры плазмы (температуру и концентрацию электронов, зарядовый состав и др.), но и ее излучательные характеристики. Это связано с тем, что в последнее время большое значение приобретают количественные (абсолютные) спектральные измерения, необходимые для различных практических приложений. Особенно актуальны такие метрологические измерения для инерционного управляемого термоядерного синтеза, в котором используется радиационное сжатие термоядерных мишеней (см., напр., [1, 2]). При этом необходимо знать спектральный состав излучения, его мощность, коэффициент конверсии и другие излучательные характеристики. Такая же задача стоит и перед проекционной EUV-наноитографией – одной из самых перспективных технологий массового изготовления интегральных схем с размерами элементов менее 20 нм [3]. Важнейшей составляющей этой технологии является использование интенсивных источников EUV-излучения, к которым предъявляются жесткие требования по величине абсолютного выхода излучения на рабочих длинах волн ( $\lambda = 135$  и  $66 \text{ \AA}$ ), а также в широком спектральном диапазоне. Абсолютные измерения интенсивностей необходимы и при проведении микроскопии биологических объектов в «водяном окне», медицинских исследований (рентгенографии) и т. д.

Для разработки новых методов диагностики и методов абсолютной калибровки необходимо проводить исследования параметров плазмы и ее излучательных ха-

рактеристик в широком диапазоне плазменных параметров. В настоящее время наиболее детально разработаны методы спектроскопической диагностики по спектрам водородо- и гелиеподобных ([H]- и [He]-подобных) многозарядных ионов. Спектры таких ионов для элементов с атомными номерами  $Z = 6-30$  хорошо исследованы и широко используются для оценки температуры электронов  $T_e$  в плазме в диапазоне  $100-1000 \text{ эВ}$  [4–7]. Примеры рентгеновских спектров наносекундной лазерной плазмы можно найти в многочисленных монографиях и обзорах (см., напр., [8–10]). Для диагностики плазмы тяжелых элементов, спектры которых имеют намного более сложную структуру, разрабатывается новый метод сравнения и его модификации [11–14]. В этом методе для определения  $T_e$  плазмы тяжелых элементов предлагается сравнивать исследуемые спектры со спектрами хорошо продиагностированной лазерной плазмы. Диагностика лазерной плазмы проводится по спектрам легких элементов, имеющих структуру [H]- и [He]-подобных ионов. Для повышения точности и надежности метода необходимы данные по [H]- и [He]-ионам в широком диапазоне  $T_e$ , чтобы перекрыть весь диапазон температур, в котором исследуются спектры тяжелых элементов.

Проведение метрологических исследований высокотемпературной плазмы требует использования абсолютно калиброванных спектрометров. Для калибровки чувствительности рентгеновских спектрометров и их элементов в широком спектральном диапазоне разработан метод монохроматизации – новый метод формирования квазимонохроматических, с большим пространственным углом расходимости потоков линейчатого рентгеновского излучения из лазерной плазмы [15]. Такие потоки используются для абсолютной калибровки спектральной аппаратуры. Для повышения точности этого метода калибровки как по интенсивности, так и по длинам волн, необходимо знать отношение интенсивностей резонансных линий [H]- и [He]-подобных ионов при различных температурах электронов.

А.П.Шевелько. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: apshev51@gmail.com

Поступила в редакцию 23 апреля 2019 г., после доработки – 1 июня 2019 г.

Для регистрации рентгеновских спектров высокотемпературной плазмы в области длин волн  $\lambda \leq 10 \text{ \AA}$  преимущественно используются специальные схемы кристаллических спектрометров, обладающих высокой эффективностью (светосилой). Наибольшую эффективность имеют спектрометры с фокусирующей геометрией, например выполненные по схеме Гамоша [16]. При регистрации излучения квазиточечных источников эта схема обладает существенными преимуществами: сверхвысокой светосилой в широком спектральном диапазоне, высоким спектральным разрешением, возможностью регистрации спектров с пространственным разрешением, мозаичной фокусировкой, линейной фокусировкой и т.д. В настоящее время схема Гамоша широко используется в рентгено-спектральных исследованиях (см., напр., работы [17, 18] и ссылки в них).

Целью настоящей работы является проведение комплексной диагностики высокотемпературной магниевой лазерной плазмы: измерение абсолютных интенсивностей в резонансных линиях [H]- и [He]-подобных ионов и определение электронной температуры плазмы. Использование сверхсветосильного спектрометра, выполненного по схеме Гамоша, позволило установить зависимости этих параметров в широком интервале энергий лазерного импульса и плазменных параметров. Обсуждается важность полученных результатов для разработки нового метода сравнения при диагностике плазмы тяжелых элементов и нового метода формирования квазимонохроматических потоков линейчатого рентгеновского излучения из лазерной плазмы для абсолютной калибровки спектрометров и их элементов.

## 2. Эксперимент

Схема эксперимента приведена на рис.1. Для создания плазмы использовалось излучение второй гармоники лазера на неодимовом стекле (установка «Феникс»). Лазерное излучение ( $0.53 \text{ мкм}/1 \text{ Дж}/2 \text{ нс}$ ) фокусировалось на массивную магниевую мишень с помощью линзы с фокусным расстоянием  $f = 300 \text{ мм}$ .

Рентгеновские спектры [H]- и [He]-подобных ионов Mg исследовались с помощью фокусирующего кристаллического спектрометра, выполненного по схеме Гамоша. В этой схеме [13] кристалл изогнут по цилиндрической поверхности, а источник рентгеновского излучения и плоскость детектора располагаются на оси цилиндра. При отражении от дуги кристалла каждая длина волны фокусируется в точке на оси спектрометра (см. рис.1).

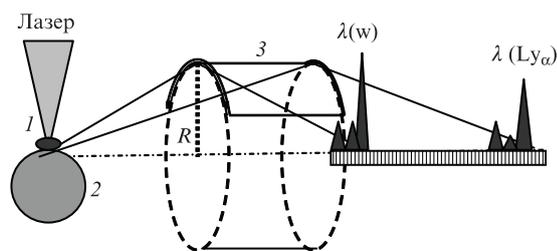


Рис.1. Схема эксперимента по регистрации спектров магниевой лазерной плазмы с использованием рентгеновского фокусирующего кристаллического спектрометра (схема Гамоша): 1 – лазерная плазма; 2 – мишень; 3 – цилиндрический кристалл слюды с радиусом изгиба  $R$ ; 4 – детектор (ПЗС-линейка);  $\lambda(w)$  и  $\lambda(Ly\alpha)$  – длины волн резонансных линий [He]- и [H]-подобных ионов Mg.

Благодаря такой фокусирующей геометрии прибор имеет высокую эффективность в широком спектральном диапазоне [17, 18]. Другим существенным преимуществом этой схемы является линейная фокусировка, когда спектр формируется на оси спектрометра. Это позволяет использовать для регистрации спектров детекторы с плоским полем, в нашем случае ПЗС-линейку с большой квантовой эффективностью, что также повышает эффективность спектрометра.

В приборе использовался цилиндрический кристалл слюды (с двойным максимальным расстоянием  $2d = 19.84 \text{ \AA}$ ) с радиусом  $R = 20 \text{ мм}$ . Этот параметр определял компактные размеры спектрометра (диаметр 40 мм и длина 100 мм). В качестве детектора излучения использовалась абсолютно калиброванная ПЗС-линейка Toshiba TCD 1304AP, имеющая 3724 элемента шириной 8 мкм и высотой 200 мкм при общей активной площади детектора  $200 \text{ мкм} \times 29.8 \text{ мм}$ . Ось детектора совмещалась с осью спектрометра с точностью  $\pm 20 \text{ мкм}$ . Рентгеновские спектры регистрировались в I порядке отражения кристалла слюды в спектральном диапазоне  $\Delta\lambda = 8.2 - 9.5 \text{ \AA}$ . Спектральное разрешение спектрометра в нашем случае определялось размером источника и составляло  $\lambda/\delta\lambda \approx 600 - 1500$ . Эта величина находилась по ширине спектральных линий.

Высокая эффективность спектрометра позволяла регистрировать каждый спектр многозарядных ионов Mg за один лазерный импульс даже при минимальной энергии лазерного импульса  $E_L \approx 10 \text{ мДж}$ . При увеличении энергии  $E_L$  требовалось существенное ослабление интенсивности излучения для предотвращения насыщения сигнала ПЗС-детектора. Это осуществлялось с помощью поглощающих фильтров, которые устанавливались на входе спектрометра. Для защиты ПЗС-детектора от видимого излучения использовалась полипропиленовая пленка толщиной 1.2 мкм с напыленным на нее слоем алюминия толщиной 0.2 мкм. Набор различных фольг (алюминиевая толщиной 9.1 мкм и лавсановая толщиной 20 мкм) использовался для ослабления излучения, попадающего в спектрометр. Пропускание этих фильтров определялось по данным работы [19] с учетом реальной геометрии прохождения излучения через фильтры (учет угла Брэгга при определении эффективной толщины фильтра). Результирующее ослабление интенсивности при максимальной энергии  $E_L \approx 1 \text{ Дж}$  составляло  $\sim 1000$  для резонансной линии  $w$  [He]-подобного иона и  $\sim 250$  для резонансной линии  $Ly\alpha$  [H]-подобного иона Mg.

Спектрометр в целом был абсолютно прокалиброван по чувствительности. Для этого использовался метод калибровки с помощью формирования квазимонохроматических потоков линейчатого рентгеновского излучения из лазерной плазмы. С использованием этого метода были откалиброваны и элементы спектрометра – отражение кристалла слюды [17] и чувствительность ПЗС-детектора [18]. Интегральный коэффициент отражения кристалла слюды  $\rho$  составлял  $1.7 \times 10^{-6}$  рад, а квантовая эффективность детектора  $\eta$  равнялась 0.8. С использованием этих данных, а также данных по пропусканию поглощающих фильтров определялась абсолютная шкала интенсивностей для зарегистрированных спектров.

Высокое спектральное разрешение позволяло наблюдать полную структуру рентгеновских спектров – резонансные линии [H]- и [He]-подобных ионов Mg и сопут-

ствующие им спутники. По относительным интенсивностям этих спектральных линий проводилась диагностика плазмы. Электронная температура  $T_e$  [He] измерялась по отношению интенсивности диэлектронных спутников j, k и резонансной линии w [He]-подобных ионов (здесь и далее обозначения взяты из [4–7]). Температура  $T_e$  [H] определялась по отношению интенсивностей диэлектронного спутника J и резонансной линии  $Ly_\alpha$  [H]-подобного иона. В обоих случаях для определения  $T_e$  использовались данные теоретических расчетов [7]. Электронная концентрация  $N_e$  определялась по отношению интенсивностей интеркомбинационной линии y и резонансной линии w [He]-подобного иона [20].

### 3. Результаты и их обсуждение

Основные результаты исследований представлены на рис.2–4. На рис.2 приведены спектры [H]- и [He]-подобных ионов Mg в окрестности их резонансных линий

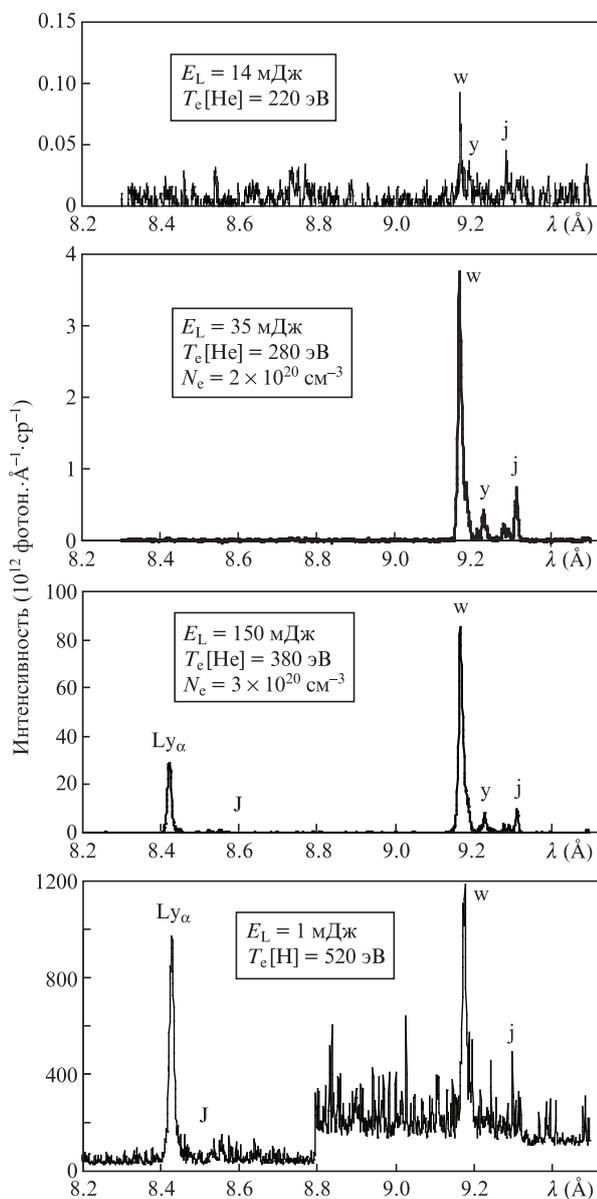


Рис.2. Примеры спектров [H]- и [He]-подобных ионов Mg в окрестности их резонансных линий при различных энергиях лазерного импульса  $E_L$ .

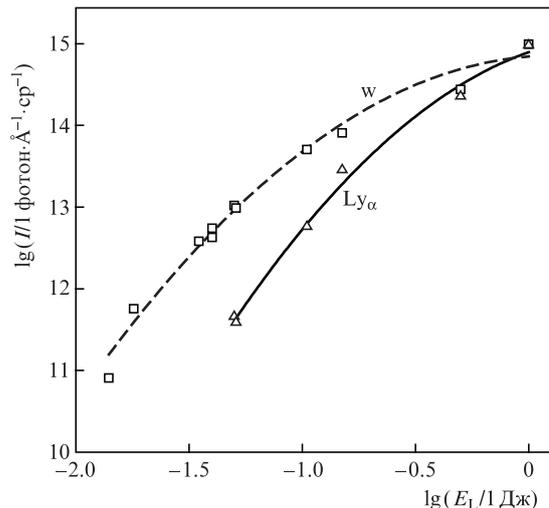


Рис.3. Зависимости абсолютных интенсивностей  $I$  резонансных линий  $w$  и  $Ly_\alpha$  [He]- и [H]-подобных ионов Mg от энергии лазерного импульса  $E_L$  в логарифмических координатах.

$Ly_\alpha$  и  $w$  при различных энергиях лазерного импульса  $E_L$ . Абсолютная шкала интенсивностей в  $\text{фотон} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$  восстанавливалась с учетом калибровки спектрометра и его элементов, а также пропускания поглощающих фильтров. Спектры [He]-подобного иона начинали наблюдаться при энергиях  $E_L \geq 10$  мДж. При  $E_L \geq 50$  мДж в спектрах уверенно регистрировалась и резонансная линия  $Ly_\alpha$  [H]-подобного иона, а при  $E_L \approx 1$  Дж интенсивности линий  $Ly_\alpha$  и  $w$  почти сравнивались. На рис.3 приведены зависимости максимальных абсолютных интенсивностей линий  $w$  и  $Ly_\alpha$  от энергии  $E_L$ . Погрешность измерений интенсивностей составляла 10%–15%. По этим зависимостям можно определить отношение интенсивностей рассматриваемых линий для любого значения  $E_L$  в исследуемом диапазоне энергий.

При энергиях  $E_L > 0.5$  Дж в спектральном интервале  $\Delta\lambda = 8.8\text{--}9.5 \text{ \AA}$  наблюдался квазинепрерывный спектр, который соответствовал излучению полых ионов с переходами в пустую K-оболочку:  $2s^2 2p^n - 1s 2s^2 2p^{n-1}$ . Такое излучение в лазерной плазме алюминия и магния было впервые зарегистрировано ранее в работах [21, 22].

Высокая светосила спектрометра и применение эффективного ПЗС-детектора позволили регистрировать спектры при очень низкой энергии лазерного импульса  $E_L$ . Порог детектирования определялся в нашем случае шумом темнового тока ПЗС-линейки, который составлял  $\pm 10$  отсчетов. Интенсивность линий, которая превышала этот уровень шума, составляла  $1.6 \times 10^{10} \text{ фотон} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ . С учетом пропускания поглощающих фильтров перепад интенсивностей регистрируемых линий составлял более четырех порядков величины. Высокая детектирующая способность делает применение этого спектрометра очень перспективным для регистрации слабоинтенсивных квазиточечных источников излучения – фемтосекундной лазерной плазмы и источников с малой температурой  $T_e$ . Примеры такого использования спектрометра можно найти в наших работах [12, 23, 24]. Отметим, что детектирующая способность спектрометра может быть улучшена при охлаждении ПЗС-детектора за счет уменьшения уровня шума темнового тока, а также при накоплении сигнала от частотных лазерно-плазменных источников излучения.

Полученные данные позволяют оценить выход излучения  $Y$  (в фотонах) и коэффициент конверсии  $QE = Y/E_L$  в исследуемых спектральных линиях. Выход излучения  $Y$  определяется произведением максимальной интенсивности линий на ее спектральную ширину и на телесный угол излучения. Ширина линий составляла от 5 пикселей ( $4 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ ) до 20 пикселей ( $14 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ ) при увеличении  $E_L$  от 14 мДж до 1 Дж. Считая источник изотропным и излучающим в телесный угол  $2\pi$  ср, получаем следующие величины выхода излучения для резонансной линии w [He]-подобного иона:  $Y = 2.3 \times 10^9$  фотон. для  $E_L = 14$  мДж и  $Y = 8.6 \times 10^{13}$  фотон. для  $E_L = 1$  Дж. Коэффициент конверсии излучения  $QE$  составлял  $4 \times 10^{-3}\%$  и  $2\%$  соответственно. Аналогично определялся выход излучения и коэффициент конверсии для резонансной линии  $Lu_\alpha$  [H]-подобного иона. Для максимального уровня энергии  $E_L$  эти величины составляли  $Y = 8.2 \times 10^{13}$  фотон. и  $QE = 2\%$ .

Электронная температура  $T_e$  определялась по отношению интенсивностей диэлектронных сателлитов к интенсивности резонансной линии. На рис.4 приведена зависимость оцененной  $T_e$  от энергии лазерного импульса в логарифмических координатах. Ошибка измерений  $T_e$  составляла  $\sim 4\%$  при малых  $E_L$  и  $\sim 8\%$  при максимальных  $E_L$ . Погрешность в определении  $T_e$  растет с ростом  $E_L$  из-за резкого уменьшения интенсивности диэлектронных сателлитов. Зависимость  $T_e$  от  $E_L$  хорошо описывается степенной функцией  $T_e \sim E_L^\alpha$  с показателем степени  $\alpha = 0.21 \pm 0.025$ . Эта зависимость отличается от канонической зависимости  $T_e \sim q^\alpha \sim (E_L/S\tau)^\alpha \sim E_L^\alpha$  с показателем  $\alpha = 4/9 = 0.44$  (здесь  $q$  – плотность потока лазерного излучения на мишени,  $S$  – площадь пятна фокусировки,  $\tau$  – длительность лазерного импульса). Зависимость  $T_e \sim q^\alpha \sim E_L^{4/9}$  исследовалась в многочисленных работах (см., напр., монографию [10]) и не вызывает никаких сомнений. Более слабая зависимость  $T_e \sim E_L^{0.21}$  вызвана, очевидно, увеличением площади пятна фокусировки лазерного излучения на мишень при росте  $E_L$ . Это подтверждается увеличением размера источника излучения, который изменялся от 40 мкм при минимальных  $E_L$  до 160 мкм при максимальных  $E_L$ .

Электронная концентрация  $N_e$  определялась по отношению интенсивностей интеркомбинационной и резонансной линий [He]-подобного иона [20]. Измеренная величина  $N_e$  оставалась практически постоянной и равнялась  $(1-3) \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  во всем интервале изменения  $E_L$ .

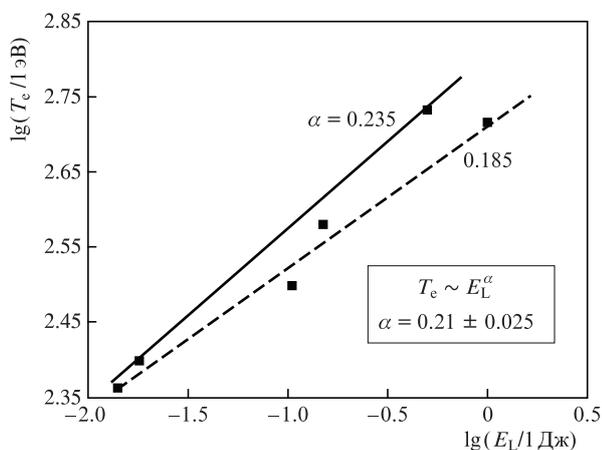


Рис.4. Зависимость температуры электронов от энергии лазерного импульса в логарифмических координатах.

Остановимся на условиях и ограничениях применяемых в работе методов и подходов. Для проведения абсолютных измерений можно использовать различные калиброванные кристаллические и дифракционные спектрометры. Так, например, в дифракционных спектрометрах на основе решеток на пропускание [25] и амплитудных решеток на отражение [26] эффективность спектрометров может быть вычислена заранее для широкого диапазона длин волн. Использование в настоящей работе кристаллического фокусирующего спектрометра, выполненного по схеме Гамоша, мотивировалось его высокой светосилой в широком диапазоне длин волн. Это позволило регистрировать спектры ионов Mg с перепадом интенсивностей более четырех порядков. Конечно, применение этого типа спектрометра не ограничивается спектральным диапазоном  $\Delta\lambda = 8-10 \text{ \AA}$ , реализованным в настоящей работе. Регистрация спектров в высоких порядках отражения ( $V$  и выше), а также имеющиеся калибровочные данные позволяют достичь  $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$  [17, 18]. Использование дисперсионных элементов на основе многослойных зеркал дает возможность продвинуться в длинноволновый диапазон спектра. Такой подход реализован в нашей статье [24], когда спектры регистрировались в области «водяного окна» ( $\Delta\lambda = 30-40 \text{ \AA}$ ). Отметим, что использование спектрометра по схеме Гамоша оправдано только для квазиточечных источников излучения [17]. Для протяженных источников лучше применять схемы, в которых ширина спектральных линий не зависит от размера источника.

Для определения  $T_e$  в работе использовался метод, основанный на измерении относительных интенсивностей диэлектронных сателлитов и резонансных линий [H]- и [He]-подобных ионов [4–7]. Поскольку и диэлектронные сателлитные линии, и резонансные линии образуются из одних и тех же состояний ионов, это позволяет свести к минимуму влияние неоднородностей и ионизационного состава в плазме на результаты измерений, что является одним из преимуществ указанного метода. Однако метод применим для плазмы со сравнительно низкой концентрацией электронов ( $N_e \ll 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ), когда реализуется корональное равновесие (как правило, для наносекундной лазерной плазмы). При этом в плазме возбуждаются многозарядные ионы с потенциалом ионизации  $I \approx (8-10)T_e$ . Этим мотивировался выбор магниевой мишени, когда при сравнительно низких ( $200-550 \text{ эВ}$ )  $T_e$  [H]- и [He]-подобные ионы наиболее представлены в плазме. При повышении температуры электронов, когда  $T_e \gg I/(8-10)$ , диагностика магниевой плазмы по спектрам [H]- и [He]-подобных ионов становится затруднительной из-за нестационарных процессов. При этом ионизационный состав плазмы представлен в основном полностью ионизованными ионами, а спектры [H]- и [He]-подобных ионов дают сведения не о самой горячей фазе плазмы, а только о переходных процессах. Для измерения более высоких  $T_e$  с помощью этого метода надо переходить на регистрацию спектров более тяжелых элементов с большими значениями потенциала ионизации. Такой подход будет продемонстрирован в наших следующих публикациях.

Для фемтосекундной лазерной плазмы концентрация электронов достигает  $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ , и корональное распределение не реализуется. Из-за короткой длительности лазерного импульса приобретают большое значение эффекты нестационарности, когда ионизационное равновесие может не достигать кратностей, соответствующих [H]- и

[He]-подобным ионам, даже для легких элементов. Кроме того, в фемтосекундной лазерной плазме температура электронов может быть очень высокой, вплоть до десятков МэВ. Все это делает невозможным применение метода определения  $T_e$  по спектрам [H]- и [He]-подобных ионов. Однако в литературе можно найти примеры использования этого метода для оценки  $T_e$  теплового компонента фемтосекундной плазмы [27, 28].

Проведенные исследования представляют интерес не только в качестве методики проведения комплексной диагностики плазмы, но и для разработки новых методов спектроскопической диагностики плазмы тяжелых элементов и методов калибровки спектральной аппаратуры.

Рентгеновские спектры плазмы тяжелых элементов (элементов с большим атомным весом  $A_Z$ ) обычно имеют сложную, отличную от [H]- и [He]-подобных ионов, структуру и содержат множество спектральных линий, принадлежащих ионам с различной кратностью ионизации. Переналожение множества линий в спектре приводит к появлению квазиконтинуума, что значительно усложняет спектроскопическую диагностику такой плазмы. Тем не менее структура и распределение интенсивностей в спектрах очень чувствительны к  $T_e$ . Это свойство используется в новом методе сравнения для оценки  $T_e$  плазмы тяжелых элементов [11–14]. В этом методе предлагается сравнивать исследуемые спектры со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. Ее диагностика проводится по спектрам легких элементов, которые имеют структуру [H]- и [He]-подобных ионов. Спектры тяжелых элементов исследуются при тех же лазерных потоках на мишени (или при тех же энергиях лазерного импульса), что и для легких элементов. Это позволяет определить зависимость структуры спектров тяжелых элементов от электронной температуры и, в конечном счете, оценить  $T_e$  для каждого спектра. Для использования этого метода необходимы данные по [H]- и [He]-подобным ионам в широком диапазоне  $T_e$ , перекрывающем весь диапазон температур, в котором исследуются спектры тяжелых элементов. Эти данные, как и зависимость  $T_e$  от энергии лазерного импульса для легких элементов, существенно повышают точность и надежность метода сравнения.

Для калибровки чувствительности рентгеновских спектрометров и их элементов в широком спектральном диапазоне разработан метод монохроматизации – новый метод формирования квазимонохроматических, с большим пространственным углом расходимости потоков линейчатого рентгеновского излучения из лазерной плазмы [15]. Метод основан на использовании специальной комбинации элементов лазерной мишени и К-поглощающих фильтров: в лазерной плазме возбуждаются спектры [H]- и/или [He]-подобных ионов, а К-поглощающие фильтры выделяют из линейчатого спектра только резонансные и соответствующие спутные линии этих ионов. Излучение таких линий за К-фильтром регистрируется абсолютно калиброванным детектором (в нашем случае – pиn-диодом). Таким образом, измеряется абсолютная интенсивность квазимонохроматических потоков рентгеновского излучения из лазерной плазмы, что и используется для калибровки спектральной аппаратуры.

Одно из преимуществ этого метода состоит в том, что он позволяет калибровать спектрометры в целом. Так, в работе [17] был прокалиброван рентгеновский спектрограф с фотографической регистрацией, а в работе [18]

измерена абсолютная чувствительность спектрометра с ПЗС-детектором излучения. Если в лазерной плазме одновременно присутствуют резонансные линии [H]- и [He]-подобных ионов, это приводит к дополнительным погрешностям метода, поскольку pиn-диод не выделяет излучения резонансных линий таких ионов, а регистрирует сумму их абсолютных интенсивностей. При этом увеличивается спектральный интервал калибровки (расстояние в длинах волн между резонансными линиями) и, следовательно, неопределенность в регистрации интенсивностей на данном спектральном интервале. При наличии дополнительной информации о соотношении интенсивностей резонансных линий можно значительно увеличить точность используемого метода. Это может быть осуществлено с помощью дополнительного или даже с помощью самого калибруемого спектрометра. Использование дополнительного канала позволяет провести калибровку спектрометра на отдельных длинах волн, соответствующих резонансным линиям. Однако здесь возникает сложность: излучение лазерной плазмы регистрируется в обоих каналах с разными весами. В первом канале (канал с pиn-диодом) необходимо учитывать пропускание К-фильтра и чувствительность детектора, во втором канале (канале спектрометра) – отражение кристалла, пропускание фильтров и чувствительность детектора. Чувствительность детекторов и пропускание фильтров можно считать известными (они определяются другими способами), а отражение кристалла на разных длинах волн зачастую неизвестно. Особенно это касается кристалла слюды  $K_2O \cdot 3Al_2O_3 \cdot SiO_2 \cdot 2H_2O$ , который имеет сложную структуру отражения, сильно изменяющуюся вблизи К-краев поглощения составных элементов. Таким образом, возникает задача с несколькими неизвестными: абсолютные интенсивности резонансных линий, реальное отношение их интенсивностей, отношение коэффициентов отражения кристалла. Они могут быть найдены из решения системы уравнений при регистрации излучения в обоих каналах при различных  $T_e$ . Полученные данные позволяют провести полный анализ – определить абсолютные интенсивности линий и даже найти отношение коэффициентов отражения на резонансных линиях. Для решения системы уравнений можно использовать и итерационные математические методы (см., напр., [29]).

В заключение перечислим основные результаты работы. С использованием компактного сверхсветосильного рентгеновского фокусирующего кристаллического спектрометра продемонстрирована возможность проведения комплексной диагностики высокотемпературной лазерной плазмы. На примере магниевой лазерной плазмы измерены абсолютные интенсивности и выход рентгеновского излучения в резонансных линиях [H]- и [He]-подобных ионов, определена электронная температура плазмы и установлены зависимости этих параметров при изменении энергии лазерного импульса в широком диапазоне значений. Наш подход позволяет проводить полную диагностику – определять не только параметры плазмы, но и ее излучательные характеристики. Такие данные необходимы для разработки новых методов диагностики плазмы и методов калибровки спектральной аппаратуры. Возможность проведения комплексной диагностики важна для многочисленных практических приложений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00740).

Автор выражает благодарность И.Ю.Толстихиной (ФИАН) за обсуждение результатов и О.Ф.Якушеву (ФИАН) за помощь при проведении экспериментов.

1. Фортов В.Е. *Экстремальные состояния вещества* (М.: Физматлит, 2009).
2. Campbell E.M., Goncharov V.N., Sangster T.C., Regan S.P., Radha P.B., Betti R., Myatt J.F., Froula D.H., Rosenberg M.J., Igumenshchev I.V., Seka W., Solodov A.A., Maximov A.V., Marozas J.A., Collins T.J.B., Turnbull D., Marshall F.J., Shvydky A., Knauer J.P., McCrory R.L., Sefkow A.B., Hohenberger M., Michel P.A., Chapman T., Masse L., Goyon C., Ross S., Bates J.W., Karasik M., Oh J., Weaver J., Schmitt A.J., Obenshain K., Obenshain S.P., Reyes S., van Wonterghem B. *Matter Radiat. Extremes*, **2**, 37 (2017).
3. Bakshi V. *EUV Sources for lithography* (Bellingham, Washington: SPIE press, 2006).
4. Gabriel A.H. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **160**, 99 (1972).
5. Bhalla C.P., Gabriel A.H., Presnyakov L.P. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **172**, 359 (1975).
6. Пресняков Л.П. *УФН*, **119**, 49 (1976) [*Sov. Phys. Usp.*, **19**, 387 (1976)].
7. Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И., Урнов А.М. *Труды ФИАН*, **119**, 13 (1980).
8. Voiko V.A., Faenov A.Ya., Pikuz S.A. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **19**, 11 (1978).
9. Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я. *Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы* (М.: ВИНТИ, 1980, Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 27).
10. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. *Лазерная плазма. Физика и применение* (М.: МИФИ, 2003).
11. Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **41**, 726 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 726 (2011)].
12. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., МакГарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстихина И.Ю., Уикс Т. *Физика плазмы*, **34**, 1021 (2008).
13. Andreev S.N., Shevelko A.P., Tolstikhina I.Yu., Vainshtein L.A., Yakushev O.F. *EPJ Web Conf.*, **132**, 02022 (2017).
14. Shevelko A.P., Yakushev O.F., Vainshtein L.A., Andreev S.N., Tolstikhina I.Yu. *Phys. Plasmas*, **25**, 073306 (2018).
15. Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **46**, 845 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 845 (2016)].
16. Von Hámos L.M. *Ann. Phys.*, **17**, 716 (1933).
17. Shevelko A.P. *Proc. SPIE*, **3406**, 91 (1998).
18. Shevelko A.P., Kasyanov Yu.S., Yakushev O.F., Knight L.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 3458 (2002).
19. Henke B.L., Elgin R.L. *Adv. X-Ray Anal.*, **13**, 639 (1970).
20. Виноградов А.В., Скобелев И.Ю., Юков Е.А. *Квантовая электроника*, **2**, 1165 (1975) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **5**, 630 (1975)].
21. Aglitskiy Y., Lehecka T., Deniz A., Hardgrove J., Seely J., Brown C., Feldman U., Pawley C., Gerber K., Bodner S., Obenshain S., Lehmburg R., McLean E., Pronko M., Sethian J., Stamper J., Schmitt A., Sullivan C., Holland G., Laming M. *Phys. Plasmas*, **3**, 3438 (1996).
22. Абдаллах Д. мл., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Магунов А.И., Пикуз Т.А., Флора Ф., Болланти С., ДиЛаззаро П., Летарди Т., Бурратини Е., Грилли А., Реале А., Палладино Л., Томассетти Ж., Скафати А., Реале Л. *Квантовая электроника*, **30**, 694 (2000) [*Quantum Electron.*, **30**, 694 (2000)].
23. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Фортов В.Е., Шевелько А.П. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 80 (2006).
24. Бороздин Ю.Э., Казаков Е.Д., Лучин В.И., Салашенко Н.Н., Толстихина И.Ю., Чернов В.В., Чхало Н.И., Шевелько А.П., Якушев О.Ф. *Письма в ЖЭТФ*, **87**, 33 (2008).
25. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. *Диагностика плотной плазмы*. Под ред. Н.Г. Басова (М.: Наука, 1989).
26. Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **47**, 853 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 853 (2017)].
27. Teubner U., Wülker C., Theobald W., Förster E. *Phys. Plasmas*, **2**, 972 (1995).
28. Chien C.Y., Coe J.S., Mourou G., Kieffer J.C., et al. *Opt. Lett.*, **18**, 1535 (1993).
29. Kologrivov A.A., Rupasov A.A., Sklizkov G.V. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, **916**, 313 (2019).