В печать, в свет Тираж – 150 экз. Руководитель Отделения оптики ФИАН

----- А.В. Масалов

-----февраля 2011 г.

А.П. Шевелько

НОВЫЕ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Москва 2011

New x-ray spectroscopy methods of plasma diagnostics: high temperature plasmas of heavy elements

A.P. Shevelko

P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS, Leninsky Pr. 53, 119991 Moscow Email: shevelko@rambler.ru

Abstract

New methods of high temperature plasma diagnostics using x-ray spectra of heavy elements are described. Conditions (coronal equilibrium, equilibrium ionization and quasy stationary plasmas) and applicability limits (100 eV $\leq T_e \uparrow 1000$ eV) of the methods are considered. In these methods investigated spectra are compared with spectra of well diagnosed laser-produced plasmas. Important property of laser-produced plasmas are used: under moderate laser intensities of nanosecond pulses on targets electron temperature depends on only laser intensities and weakly depends on atomic weight A_z of the target (dependence of $T_e \sim A_z^{2/9}$). For laser plasma diagnostics spectra of light elements having [H]- and [He]-like ions structures are used. For these ions methods of electron temperature measurements are well developed. Structures and intensity distribution in spectra of heavy elements are investigated at the same laser intensities on targets as for light elements. This makes it possible to determine electron temperature to each spectrum. A comparison of these "calibrated" on T_e spectra with spectra of investigated plasma source allow T_e determination of this source.

For the first time this method was used for diagnostics of Fe plasmas created at the final anode-cathode gap of high current pulsed generator "Z-Machine" (Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, USA). A comparison of the spectra of laser-produced plasmas, theoretical calculations, and data obtained in experiments on the Z-Machine have shown that electron temperature in the anode-cathode gap is $T_e = 200 \text{ eV}$. This temperature was obtained from the observed maximum ($\boldsymbol{\varkappa}_{max} \sim 70 \text{ Å}$) of the spectral intensity distribution.

In this work a further developing of the method for its expansion on other elements (Mo, W) was continued. For this purpose a detailed analysis of heavy elements (Fe, Mo, Sn, W) spectra recorded at Brigham Young University (BYU) was performed at the P.N. Lebedev Physical Institute (LPI). This analysis included determination of laser plasma

temperatures using x-ray spectra of [H]- and [He]-like ions, temperature correction for laser plasmas of heavy elements, and a detailed study of Fe, Mo, W EUV spectra. Spectral regions sensitive for electron temperature T_e were determined. Quantitative data for determination of electron temperature in W plasmas using relative peak intensities in EUV spectral range were obtained. The method of T_e determination using EUV tungsten spectra was approved for experimental data obtained at BYU and LPI.

Content

Abstract	4
Introduction	6
Method description	
Temperature dependence from atomic weight in laser-produced plasmas	
Application to diagnostics of Fe plasmas	
Experiments at BYU: recording of heavy elements spectra	
Data analysis	
Determination of temperature with the use of	
[H]- and [He]-like ions spectra in laser-produced plasmas	23
Temperature correction for plasmas of heavy elements	24
Analysis of Fe spectra	27
Analysis of Mo and W spectra	27
Conclusions	
Acknowledgements	
References	

<u>Абстракт</u>

Приводится описание новых методов диагностики высокотемпературной плазмы по рентгеновским спектрам тяжелых элементов. Рассмотрены условия (корональное равновесие, равновесная ионизация и квазистационарность плазмы) и границы применимости методов (100 eV $\leq T_e$ **†** 1000 eV). Методы основаны на сравнении исследуемых спектров плазмы тяжелых элементов со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. При этом используется важное свойство лазерной плазмы: при умеренных лазерных потоках наносекундных импульсов на мишени электронная температура горячего ядра плазмы зависит только от лазерного потока и слабо зависит от атомного веса A_z мишени (зависимость $T_e \sim$ $A_z^{2/9}$). Диагностика лазерной плазмы проводится по спектрам легких элементов, имеющих структуру [H]- и [He]-подобных ионов, для которых методы измерения электронной температуры хорошо разработаны. Структура и распределение интенсивности в спектрах плазмы тяжелых элементов очень чувствительны к T_e, что используется для диагностики плазмы. Спектры тяжелых элементов исследуются при тех же лазерных потоках на мишени, что и для легких элементов. Это позволяет приписать определенную температуру каждому спектру. Сравнение этих "калиброванных" по T_e спектров со спектрами исследуемого плазменного источника позволяет оценить температуру этого источника.

Метод впервые применен для измерения электронной температуры плазмы Fe в конечном анод-катодном промежутке установки "Z-Machine" (Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, USA). Из сравнения спектров хорошо диагностируемой лазерной плазмы, теоретических расчетов и спектров, полученных на установке "Z-Machine," была измерена электронная температура плазмы в анод-катодном промежутке: T_e =(200-30) eV. Это значение было получено из наблюдения максимума спектрального распределения интенсивности в спектрах ($\ell_{max} \sim 70$ Å).

В этой работе проведена дальнейшая разработка метода для его распространения на другие элементы (Mo, W). Для этого проведен детальный анализ данных, полученных в Университете Бригхама Янга (BYU) при исследовании спектров лазерной плазмы тяжелых элементов (W, Mo). Этот анализ проведен в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) и включал в себя определение температуры лазерной плазмы по спектрам [H]- и [He]-подобных ионов Mg, проведение коррекции температуры для лазерной плазмы тяжелых элементов, анализ спектров Fe, Mo и W. Определены области спектра Mo и W, чувствительные к электронной температуре, получены количественные данные для определения температуры плазмы W по относительным интенсивностям пиков в EUV области спектра. Метод измерения электронной температуры T_e по EUV спектрам W апробирован для экспериментальных данных, полученных в BYU и в ФИАН.

Содержание

Абстракт	4
Введение	6
Описание метода	
Зависимость температуры лазерной плазмы	
от атомного веса мишени	
Применение метода к диагностике плазмы Fe	14
Эксперименты в Университете Бригхама Янга	
по регистрации спектров тяжелых элементов	
Анализ данных	
Определение температуры лазерной плазмы	
по спектрам [H]- и [He]-подобных ионов Mg	
Коррекция температуры для лазерной плазмы	
тяжелых элементов	
Анализ спектров Fe	
Анализ спектров Мо и W	
Выводы	
Благодарности	
Литература	

Введение

Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов является одним из наиболее эффективных методов исследования высокотемпературной плазмы. Эти методы широко используются для диагностики лабораторной и астрофизической плазмы (см., например, [1-5]). В настоящее время наиболее детально разработаны методы диагностики по спектрам водородо- и гелие - подобных ([H] - и [He] - подобных) многозарядных ионов. Как известно, небольшой участок линейчатого рентгеновского спектра вблизи резонансных линий [H]- и [He]- подобных ионов содержит обширную информацию о параметрах излучающей высокотемпературной плазмы [1, 5]. Спектры в этой области имеют типичную структуру, характеризуемую присутствием сателлитных линий и их групп (диэлектронные и столкновительные сателлиты), обусловленных переходами с автоионизационных состояний ионов. Для примера можно привести переходы из дважды возбужденных автоионизационных состояний [He]-подобных ионов вида: *1s2l* - *2p2l*, дающие сателлиты резонансной линии *Ly* , [H]-подобных ионов: *ls* - 2*p*, и переходы в [Li]-подобном ионе: $1s^22l - 1s2p2l$, дающие сателлиты резонансной линии w [He]- подобного иона: $ls^2 - ls2p$ (здесь и далее обозначения линий согласно работам [1, 5]).

Сателлитные линии обладают рядом специфических свойств, которые делают их незаменимыми для диагностических целей. Все сателлиты, соответствующие одной опорной линии и излучаемые ионами различной кратности, занимают узкий спектральный интервал длин волн. Благодаря этому нет необходимости калибровки спектральной аппаратуры. Отношение интенсивностей диэлектронных сателлитов к опорной резонансной линии чувствительно к электронной температуре T_e , что используется для измерения T_e . Резонансные линии и диэлектронные сателлиты возбуждаются из одних и тех же состояний ионов, например, резонансная линия Ly_{e} [H]-подобного иона и *J* сателлит из основного состояния [H]-иона, резонансная линия w и *j,k* сателлиты – из основного состояния [Hе]-иона. Поэтому эти линии излучаются из одних и тех же областей плазмы, а ионизационное состояние не влияет на измеряемые величины T_e .

Существующие теоретические расчеты атомных констант, необходимые для рентгеноспектральной диагностики, позволяют рассчитывать длины волн и интенсивности сателлитных линий с высокой точностью (метод Z-разложения [5]). Экспериментальные исследования [6-8] показали, что точность расчетов этим методом длин волн составляет величину $\varkappa/ \varkappa \geq 10^4$, а относительная интенсивность сильных диэлектронных сателлитов (*j* и *k*), по которым определяется

температура электронов, совпадает с экспериментом в пределах погрешности измерений (10-20%). С помощью этого метода проведены систематические расчеты относительных интенсивностей сателлитных линий для области длин волн $\varkappa = 1 - 30$ Å, содержащей резонансные линии [H]- и [He]- подобных ионов элементов с зарядом ядра $Z_A = 8 - 30$. Функции светимости этих линий чувствительны к температуре T_e и имеют максимум при температуре $T_e=T_m$, причем значения T_m охватывают диапазон 100 эВ – 10 кэВ.

Для многозарядных тонов в большинстве случаев справедливо корональное приближение. Условие применимости коронального распределения можно выразить в виде [9]:

$$N_e << N_e^* = W_i / <_v \nabla_{ik} >= 10^{16} \bowtie Z^7 \text{ (cm}^{-3}), \tag{1}$$

где N_e – плотность электронов, W_i - вероятности радиационных распадов, $\langle v \nabla_{ik} \rangle$ - вероятность столкновительных переходов, Z – спектроскопический символ иона. В горячей плазме, когда преобладают ионы с большим Z (Z=10), условие применимости (1) коронального распределения $N_e <<10^{23}$ см⁻³. В корональной модели, в отличие от термодинамического равновесия, степень ионизации не зависит от N_e . В этом приближении для стационарной плазмы структура спектра и ионизационный состав описывается только одним параметром – температурой электронов T_e . Это позволяет проводить сравнение по этому параметру спектров различных плазменных источников.

Рентгеновские спектры плазмы элементов с большим атомным номером A_z обычно имеют сложную, отличную от [H]-, [He]-подобных ионов, структуру и содержат много спектральных линий, принадлежащих ионам с различной кратностью ионизации. Переналожение множества линий в спектре приводит к появлению квазиконтинуума (в английской аббревиатуре UTA – unresolved transition arrays). Это значительно затрудняет проведение спектроскопической диагностики такой плазмы. Однако именно эти спектры зачастую представляют огромный интерес для научных исследований, например, спектры Мо и W в плазме токамаков (материал диверторов [10]), спектры W в плазме мощных Z-пинчей (материал проволочных сборок [11-13]), спектры Sn в плазменных источниках, предназначенных для проекционной ВУФ литографии [14].

В работах [15-17] предложен новый метод определения электронной температуры T_e плазмы железа, в котором предлагается сравнивать исследуемые спектры со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. При этом показано, что структура и распределение интенсивности в спектрах Fe очень чувствительны к T_e , что может использоваться для диагностики плазмы. В этих работах исследована зависимость положения максимума распределения интенсивности в спектре от электронной температуры. Проведенные теоретические расчеты показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Новый метод успешно использовался для диагностики плазмы Fe, образующейся в конечном анодкатодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" (SNL) [15, 16].

Представляет интерес дальнейшая разработка метода и его распространение на другие элементы и на более широкий диапазон температур. Целью работы является развитие метода для диагностики плазмы тяжелых элементов (Mo, W). Для этого проведен детальный анализ спектров тяжелых элементов в лазерной плазме, определены области спектра, чувствительные к электронной температуре, получены количественные данные для определения температуры плазмы W и Mo.

Спектры лазерной плазмы тяжелых элементов были зарегистрированы в Университете Бригхама Янга (BYU - Brigham Young University, Provo, Utah, USA) [18-21]. Анализ спектров проведен независимо в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН, Москва).

Далее под рентгеновским диапазоном будет подразумеваться область длин волн $\nu \leq 20$ Å, а под EUV (Extreme Ultra Violet – экстремальный ультрафиолет) – диапазон $\nu \geq 20$ Å.

Описание метода

Наиболее полное изложение нового метода измерения температуры плазмы тяжелых элементов приводится в работах [8, 17]. Метод впервые применен для диагностики плазмы Fe, образующейся в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" в Национальной Лаборатории Сандиа (SNL), США [15, 16] (подробнее см. ниже).

В новом методе для определения электронной температуры T_e плазмы тяжелых элементов A_z предлагается сравнивать исследуемые спектры со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы [8, 15-17] (см. Рис.1). При этом используется важное свойство лазерной плазмы: при умеренных лазерных потоках наносекундных импульсов на мишени электронная температура горячего ядра плазмы зависит только от лазерного потока и слабо зависит от атомного веса A_z мишени [3, 22]. Это вызвано взаимной компенсацией двух факторов: при фиксированной T_e с увеличением A_z увеличиваются потери на ионизацию, но эти потери компенсируются увеличением поглощенной на один ион энергии лазерного излучения [3, 22]. Подробнее этот вопрос рассмотрен в следующем разделе.

Диагностика лазерной плазмы проводится по спектрам легких элементов, имеющих структуру [H]- и [He]-подобных ионов, для которых методы измерения электронной температуры хорошо разработаны (см., например, [1, 3, 5]). Структура и распределение интенсивности в спектрах плазмы тяжелых элементов очень чувствительны к T_e , что и используется для диагностики плазмы. Спектры тяжелых элементов исследуются при тех же лазерных потоках на мишени, что и для легких элементов. Это позволяет приписать определенную температуру каждому спектру. Сравнение этих "калиброванных" по T_e спектров со спектрами исследуемого плазменного источника позволяет оценить температуру этого источника (Рис.2).



New Method of *T*_e Determination

Рис.1. Схема метода измерения температуры плазмы тяжелых элементов. Fig.1. New method of T_e measurements in plasmas of heavy elements.

В каждом конкретном случае требуется изучение особенностей спектра исследуемого элемента. Так, температура плазмы Fe определялась по положению максимума распределения интенсивности в спектрах [15, 16]. В случае других элементов необходимо учитывать другие особенности – структуру и распределение интенсивности в спектрах, отношение групп линий, принадлежащих ионам различной кратности ионизации, и т.д. (см. ниже).



Рис.2. Сравнение хорошо диагностированных спектров со спектрами исследуемого источника и определение температуры исследуемой плазмы.

Поэтому для определения T_e можно говорить не об одном методе, а о совокупности методов, использующих те или иные особенности в спектрах различных элементов при измерении температуры.

Для применимости метода необходимы одинаковые условия в исследуемой и в лазерной плазме – диагностируемой плазме сравнения. Этими условиями являются корональное равновесие, равновесная ионизация и квазистационарность в обеих плазмах. Для лазерной плазмы возникает дополнительное условие - слабая и/или известная зависимость T_e от атомного веса мишени A_z . Кроме того, необходим учет эффектов оптической толщи в исследуемой и лазерной плазме. Экспериментальным условием применения метода является использование калиброванных или одних и тех же спектрометров при исследовании спектров тяжелых элементов в лазерной плазме и в исследуемом источнике.

Как указывалось во введении, в корональном приближении для стационарной плазмы структура спектра и ионизационный состав описывается только одним параметром – температурой электронов T_e . Это позволяет проводить сравнение по этому параметру спектров различных плазменных источников.

Fig.2. Comparison of well diagnosed spectra of laser-produced plasmas with investigated spectra and T_e determination of investigated plasmas.

При неприменимости коронального распределения для описания спектров необходим как минимум еще один параметр – плотность электронов N_e . Это значительно может усложнить процедуру сравнения спектров лазерной плазмы и исследуемого источника.

Спектры исследуемой и лазерной плазмы тяжелых элементов содержат, как правило, множество линий, принадлежащих ионам различной кратности ионизации. Для сравнения спектров в обоих плазменных источниках требуется стационарность и равновесность процессов ионизации. В случае нестационарности наблюдается отставание ионизационной температуры от температуры электронов. Качественно это можно объяснить следующим образом [8]. Как известно, для установления ионизационного равновесия в плазме требуется время

$$\blacktriangleleft \sim 1/(N_e < \mathbf{v} \nabla_i >), \tag{2}$$

где $\langle v \nabla_i \rangle$ - скорость ионизации. В лазерной плазме ионы, образующиеся в горячем ядре, в процессе разлета "прокачиваются" через области плазмы, обладающие резкими градиентами N_e и T_e . При попадании ионов в горячую, но разреженную область с $N_e < N_e^{\kappa p}$, ионизационное равновесие может не успевать "следить" за быстрым ростом T_e – слишком малое время нахождения ионов в этой области, чтобы удовлетворить условию (2). Процессы нестационарности вносят в описание спектров еще один параметр: $\blacktriangleleft \sim 1/(N_e < v \nabla_i >)$. Для сведения к минимуму процессов нестационарности при создании лазерной плазмы необходимо использовать импульсы наносекундной длительности, а сравнение спектров исследуемой и лазерной плазмы проводить в спектральной области, соответствующей максимальной степени ионизации.

Равновесная ионизация (от локально-термодинамического - ЛТР до коронального распределения) осуществляется в лазерной плазме при сравнительно небольших плотностях потока нагревающего излучения $q < 10^{14}$ W/cm², когда скорость потерь энергии электронов на ионизацию меньше скорости набора ими энергии от лазерного излучения [22]. При этом средняя энергия электронов значительно ниже потенциала ионизации имеющихся в плазме ионов – для модели ЛТР в 8 – 10 раз, для коронального распределения – в 4-5 раз. Для больших лазерных потоков $q > 10^{14}$ W/cm² при рассмотрении физических условий в лазерной плазме, содержащей ионы достаточно тяжелых элементов, необходимо принимать во внимание неравновесную ионизацию [22].

Слабая зависимость T_e от атомного веса мишени A_z наблюдается для лазерной плазмы, образуемой при фокусировке наносекундных импульсов при умеренных потоках излучения $q < 10^{14}$ W/cm² (см. ниже). В этом случае основным механизмом поглощения лазерного излучения в плазме является обратное тормозное поглощение, при котором $T_e \sim A_z^{2/9}$.

Для измерения электронной температуры используются спектры [H]- и [He]подобных ионов. Определенные трудности в этом методе возникают при измерении низких температур - T_e <100 eV, соответствующих потокам q<10¹² W/cm². При этом надо использовать спектры легких элементов, а для них существенно уменьшаются относительные интенсивности диэлектронных сателлитов [5]. Кроме того, при малых Z и при низких T_e нарушается условие применимости коронального приближения (см. условие (1)). Для измерения в лазерной плазме сравнительно низких температур T_e <100 eV необходимо использовать другие методы, например, отношение интенсивностей линий, принадлежащим ионам различной кратности ионизации [23], или зависимость интенсивности рекомбинационного континуума от температуры. Эти методы могут потребовать и разработки новой светосильной спектральной аппаратуры [23, 24].

Перечисленные выше условия применимости метода определяют ограничения по плотности потоков и по температуре T_e лазерной плазмы. Равновесная ионизация и слабая зависимость T_e от A_z имеет место в наносекундной лазерной плазме при $q < 10^{14}$ W/cm². Ограничение на q при измерении электронной температуры по спектрам [H]- и [He]- подобных ионов – $q > 10^{12}$ W/cm². Таким образом, метод может использоваться в диапазоне плотностей потоков q наносекундной лазерной плазмы

$$10^{12} \text{ W/cm}^2 \le q \uparrow 10^{14} \text{ W/cm}^2$$
 (3)

Этим плотностям потока соответствует диапазон температур электронов

$$100 \text{ eV} \le T_e \uparrow 1000 \text{ eV} \tag{4}$$

Эти условия и определяют границы использования метода.

Зависимость температуры лазерной плазмы от атомного веса мишени

Предлагаемый новый метод диагностики плазмы тяжелых элементов основан на слабой зависимости температуры электронов T_e от атомного веса мишени A_z . Поэтому этот вопрос требует отдельного рассмотрения. В работе [22] приведен обзор результатов многочисленных экспериментальных работ по измерению T_e в лазерной плазме для широкого диапазона изменения плотности потока q на мишени ($q=10^9 \div 10^{14}$ W/cm²). Показано, что температура хорошо описывается зависимостью $T_e \sim q^{4/9}$, а ее значения почти не меняются для различных мишеней – от водорода до вольфрама. Результаты расчетов зависимости Т_е от основных параметров лазерной плазмы (плотности потока q, длины волны ∠ нагревающего излучения, материала мишени A_z , кратности ионизации z и т.д.) с помощью различных теоретических моделей представлены в многочисленных работах и монографиях (см., например, [3, 25, 26]). Газодинамика лазерной плазмы существенно зависит от характера поглощения, условий фокусировки излучения и процессов переноса энергии. В работах [3, 26] рассмотрены параметры многозарядной лазерной плазмы в горячей фазе при острой фокусировке лазерного излучения на поверхность плоской мишени, когда разлет образующейся плазмы близок к сферическому. При этом существует стационарный режим нагрева и ионизации вещества, при котором падающее излучение поглощается в основном в области, размеры которой порядка радиуса пятна фокусировки. В этой модели квазистационарного режима для наносекундных импульсов и для обратного тормозного поглощения излучения в плазме получены зависимости для температуры и плотности ионов (*A*_z-атомный вес)

$$T_e \cdot q^{4/9} A_z^{2/9} \underbrace{\stackrel{}{\bigstar} z}_{\stackrel{}{\bigstar} z} \underbrace{\stackrel{}{\textcircled{}}^{2/3}}_{\stackrel{}{\bigstar} x} \widehat{\mathscr{B}}^{/9}, \qquad (5)$$

$$n_i \cdot q^{1/3} A_z^{1/6} \frac{1}{z(1 \, \mathrm{e}^{2/3})^{1/2}} \, \mathfrak{P}^{2/3}.$$
 (6)

Таким образом, эти теоретические оценки показывают, что температура слабо зависит от атомной массы вещества мишени и заряда образующихся ионов. Это происходит из-за взаимной компенсации двух противоположных факторов. С одной стороны при повышении заряда *z* образующихся ионов значительная доля энергии лазера должна идти на ионизацию. Но эти потери компенсируются увеличением поглощенной на один ион энергии лазерного излучения из-за пропорциональности коэффициента поглощения плазмы z^2 [3, 22].

Представляет интерес сравнение зависимости T_e от A_z , определенное другими, не рентгеноспектральными методами. В работе [27] температура электронов определялась из анализа спектров полуцелых гармоник, генерируемых в лазерной плазме Al и Bi при плотностях лазерных потоков на мишени $q\sim 10^{14}$ W/cm². Продемонстрировано увеличение электронной температуры с ростом атомного номера мишени. Результаты определения температуры электронов в области $n_c/4$ (n_c - критическая плотность) по спектрам гармоники $3/2 \triangleright_0$ и по сдвигу красной компоненты в спектре гармоники $\triangleright_0/2$ могут быть описаны функцией $T_e \sim (A_z)^x$ с показателем степени x=0,21=0,06, что хорошо совпадает с показателем 2/9=0,22 (формула (5)).

Полученные в [3, 22] оценки T_e для режима острой фокусировки показывают, что зависимость $T_e \sim A_z^{2/9}$ {формула (5)} должна иметь место вплоть до $q \sim 10^{14}$ W/cm². При этом для наносекундных импульсов преобладающим механизмом поглощения в плазме с хорошо развитой короной и с типичным размером неоднородности профиля плотности $L/\varkappa \sim 100$ является обратное тормозное поглощение [28, 29]. При более высоких потоках и субпикосекундных импульсах размер неоднородности становится малым и необходимо учитывать другие механизмы поглощения.

Применение метода к диагностике плазмы Fe

Метод был впервые применен для исследования плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" {Sandia National Laboratories (SNL), Albuquerque, New Mexico, USA} [15, 16]. Актуальность этих исследований связана с тем, что эффективный вклад энергии в плазму Z-пинчей может быть существенно затруднен из-за замыкания в анод-катодном (А-К) промежутке финального участка передающей (транспортирующей) линии мощных импульсных генераторов тока. Этот эффект может стать препятствием при повышении мощности этих установок и, в конечном счете, осложнить их участие в программе по термоядерному синтезу. Поэтому, получение любой информации об этом эффекте представляет несомненный интерес. Задачей экспериментов в SNL являлось получение ответа на вопрос – образуется ли плазма в А-К промежутке, и, если образуется, то с какой температурой. Как указывалось выше, метод основан на исследовании EUV спектров многозарядных ионов железа хорошо диагностируемой лазерной плазмы и на сравнении этих спектров с EUV спектрами, зарегистрированными в А-К промежутке. Основное внимание уделялось исследованию спектров с максимальной степенью ионизации ионов Fe.

Экспериментальные методы EUV диагностики плазмы А-К промежутка включали в себя разработку различных модификаций компактных дифракцион-

ных ВУФ спектрометров скользящего падения, которые обладают широким спектральным диапазоном регистрации, хорошо защищены от повреждений ударной волной и продуктами взрыва, а так же от излучения основной нагрузки. Разработана надежная процедура юстировки приборов в вакуумной камере.

Параллельно проводились эксперименты по исследованию лазерной плазмы Fe в ФИАН. Целью этих экспериментов являлась разработка методов диагностики плазмы по EUV спектрам Fe и сравнение этих спектров со спектрами плазмы в А-К промежутке установки "Z-Machine". Эксперименты включали исследование двух лазерных плазм, создаваемых при одних и тех же лазерных потоках q на Mg и Fe мишенях. Температура T_e определялась по относительным интенсивностям диэлектронных сателлитов и резонансных линий [H]- и [He]подобных ионов Мg. Для регистрации рентгеновских спектров Мg в диапазоне длин волн ∠=8-10 Å использовался фокусирующий кристаллический спектрометр, выполненный по схеме Гамоша [30]. Использование этого типа спектрометра, обладающего высокой светосилой, а также применение высокоэффективного ПЗС детектора [31] позволило регистрировать спектры за одну вспышку лазера, в т.ч. при низких температурах T_e (вплоть до $T_e \sim 100$ eV). На Рис. 3 приведен пример спектра [He]-подобного иона Mg при $T_e = 130$ eV. Интенсивность диэлектронных сателлитов j+k превышала интенсивность резонансной линий w, а в красном крыле резонансной линии w наблюдались интенсивные 3-1 сателли-ТЫ.



Рис. 3. Пример спектра в окрестности резонансной линии w [He]- подобного иона Mg [15].

Fig.3. Spectrum example in a vicinity of [He]-like Mg resonance line w [15].

EUV спектры Fe исследовались при аналогичных лазерных потоках с помощью спектрографа скользящего падения в том же спектральном диапазоне (λ ~20-800 Å), что и в экспериментах на установке "Z-Machine." Эти эксперименты позволили приписать электронную температуру каждому Fe спектру в диапазоне температур $T_e \sim 100-400$ eV, ожидаемых в плазме A-К промежутка установки "Z-Machine."

Для контроля правильности отождествления температуры T_e для экспериментальных спектров Fe были проведены теоретические расчеты длин волн для переходов в ионах FeIII-FeXVIII, вероятностей переходов, ионизационного равновесия, интенсивностей линий [15, 16]. Эти расчеты позволили синтезировать спектры железа для различных электронных температур T_e и с различным спектральным разрешением $\varkappa/ \not = \varkappa$. Экспериментальные и теоретические спектры находятся в хорошем согласии друг с другом, что является сильным аргументом в пользу обоснованности метода.



Рис.4. Чувствительные к температуре T_e области EUV спектров ионов Fe. Fig. 4. Sensitive for T_e EUV spectral regions of Fe ions.

В результате экспериментальных исследований лазерной плазмы Fe были обнаружены три области спектра, чувствительные к температуре: структура спектра при высоком спектральном разрешении (спектральный диапазон $\varkappa \sim 30-90$ Å), длина волны \varkappa_{max} максимума распределения интенсивности с низким спектральным разрешением, а так же структура нулевого порядка (Рис. 4). Эти области спектра могут быть использованы для диагностики Fe плазмы.



Рис. 5. Сравнение экспериментального и теоретических спектров при $T_e = 205$ eV и $\varkappa / \not = 155$ [15, 16].

Fig. 5. Comparison of the measured and calculated Fe spectra at $T_e=205$ eV and $\nu/t=25$ [15, 16].

Структура экспериментальных спектров и интенсивности линий хорошо соответствуют теоретическим расчетам при аналогичных электронных температурах (Рис.5).



Рис. 6. Схематическая диаграмма сдвига спектра при повышении температуры *T_e* и сравнение экспериментальных и синтезированных спектров низкого спектрального разрешения. Температура электронов для теоретических спектров соответствует вычислениям при условии совпадения с экспериментальными длинами волн *∠_{max}* (длина волны максимальной интенсивности спектрального распределения) [15, 16].

Fig. 6. Schematic diagram of spectra shift when T_e is increased and comparison of the measured and calculated spectra with a low spectral resolution. In calculations, the electron temperature was chosen such that the value of \varkappa_{max} (the wavelength corresponding to the maximum spectral intensity) matched the experimental data [15, 16].

Эксперименты показали, что структура спектра Fe очень чувствительна к электронной температуре. При повышении температуры степень ионизации железа увеличивается, что приводит к сдвигу спектра в коротковолновую область. Использование нового метода позволило отождествить сдвиг спектра с определенной электронной температурой. Зависимость сдвига "центра тяжести" спектра показана на Рис. 6, из которого видно, что длина волны $\boldsymbol{\ell}_{max}$, соответствующая максимуму интенсивности спектрального распределения, так же чувствительна к температуре T_e . Экспериментальная зависимость $\boldsymbol{\ell}_{max} = f(T_e)$ использована для определения электронной температуры T_e в плазме А-К промежутка установки "Z-Machine" - наблюдаемый максимум спектрального распределения интенсивности в спектрах $\mathscr{L}_{max} = 70$ Å (Рис. 6) соответствует $T_e = (200-30)$ eV.



Рис. 7. а - Экспериментальная и расчетная зависимости ln(∠_{max}) от 1/*T_e* (keV). b - Спектр Fe плазмы, образующейся в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" (*T_e*=200 eV) [15, 16].

Fig. 7. a – Experimental and calculated dependences of $\ln(\varkappa_{max})$ on $1/T_e$ (keV). b – Identified EUV spectrum of the Fe plasma in the anode-cathode gap (shot no. 1718; May 23, 2006) [15, 16].

После успешного применения метода для диагностики плазмы Fe в A-К промежутке установки "Z-Machine" представляет интерес распространение этого метода на другие плазменные источники и на другие элементы.

Эксперименты в Университете Бригхама Янга по регистрации спектров тяжелых элементов

ВУФ спектры тяжелых элементов в лазерной плазме при различных условиях фокусировки греющего излучения были зарегистрированы в Университете Бригхама Янга {Brigham Young University (BYU), Provo, Utah, USA} [18-21]. Лазерная плазма создавалась при фокусировке Nd:YAG лазера "Infinity" (0,53 ⊾m/ 200 mJ/ 3 ns/ 10 Hz) на массивные металлические мишени. EUV спектры различных элементов исследовались с помощью калиброванного спектрометра TGS с пропускающей решеткой (TGS=Transmission Grating Spectrometer) [18-21]. В этой схеме изображение входной щели переносилось фокусирующим зеркалом через пропускающую дифракционную решетку (число штрихов 5000 л/мм) на специально разработанный ПЗС детектор. В этой конструкции ПЗС линейка с 3600 пикселями (Toshiba TCD 1304 AP), используемая в качестве EUV детектора, была оснащена волоконно-оптическим диском с нанесенным на него слоем люминофора толщиной 10 мкм. Ранее этот тип детектора успешно использовался в спектрометре Гамоша для регистрации спектров в "водяном" окне ($\varkappa = 23 - 40$ Å) [23, 24]. Детектор был абсолютно калиброван в спектральном диапазоне от $\varkappa = 50-200$ Å с использованием ВУФ рефлектометра на основе плазмы капиллярного разряда [32, 33]. Спектры регистрировались с спектральном диапазоне $\varkappa = 20-250$ Å, спектральное разрешение составляло величину $\delta \varkappa = 1-2$ Å в пределах спектрального диапазона $\varkappa = 20-400$ Å для решетки 5000 l/mm. Спектры легких элементов (B, O, Al) использовались для калибровки шкалы длин волн. На Рис. 8-11 представлены примеры спектров Fe, Mo, Sn, W, в т.ч. при различных энергиях лазерного импульса.



Рис. 8. Спектр лазерной плазмы Fe (энергия лазерного импульса *E*_L=140 mJ) [18-21]. Идентификация спектра и обозначения переходов согласно работам [15, 16].

Fig. 8. Spectrum of Fe laser-produced plasma (laser pulse energy E_L =140 mJ) [18-21]. Transition identifications and designations are according to ref. [15, 16].



Рис. 9. Спектры лазерной плазмы Мо при различных энергиях лазерного импульса (190, 90 и 70 mJ) [18-21]. Fig.9. Spectra of Mo laser-produced plasmas at different laser pulse energies (190, 90 и 70 mJ) [18-21].



Рис.10. Спектр лазерной плазмы Sn (энергия лазерного импульса *E*_L=200 mJ) [18-21]. Идентификация спектра и обозначения переходов согласно работе [34].





Рис. 11. Спектры лазерной плазмы W при различных энергиях лазерного импульса E_L =200 \div 70 mJ [18-21].



<u>Анализ данных</u>

Анализ зарегистрированных в BYU спектров лазерной плазмы тяжелых элементов проведен в ФИАН и включал в себя:

- Определение температуры лазерной плазмы по спектрам [H]- и [He]- подобных ионов Mg
- Коррекция температуры для лазерной плазмы тяжелых элементов
- Анализ спектров Fe
- ◆ Анализ спектров Мо и W

Определение температуры лазерной плазмы по спектрам [H]- и [He]подобных ионов Mg

Как указывалось выше, лазерная плазма создавалась при фокусировке Nd:YAG лазера "Infinity" (0,53 >m/ 200 mJ/ 3 ns/ 10 Hz) на массивные металлические мишени. Диаметр пятна фокусировки составлял ~ 40 >m, максимальная плотность потока на мишени – $q \sim 5 \ge 10^{12}$ W/cm² [35, 36]. Для измерения температуры электронов T_e использовались три метода. В первом T_e оценивалась по известной формуле [3, 22, 25]

$$T_e (eV) = 130 (eV) \lor q^{4/9},$$
 (7)

где q - плотность лазерного потока на мишени в ед. 10^{12} W/cm². Максимальной плотности потока $q \sim 5 \ge 10^{12}$ W/cm² соответствует температура $T_e = 265$ eV. Во втором методе T_e измерялась по непрерывному спектру [35] с помощью метода поглощающих фильтров [37]. В третьем для диагностики лазерной плазмы использовались методы рентгеновской спектроскопии. Рентгеновские спектры [H]- и [He]- подобных ионов Mg в спектральном диапазоне \checkmark =8-10 Å исследовались с помощью фокусирующего кристаллического спектрометра, выполненного по схеме Гамоша [30, 31]. В спектрометре использовались как на фотопленку [36], так и на ПЗС детектор [35]. Высокое спектральное разрешение позволило наблюдать полную структуру спектра: резонансные линии [H]- и [He]- подобных ионов и их сателлиты. Электронная температура T_e [He] измерялась по отношению интенсивности диэлектронных сателлитов *j*,*k* и резонансной линии *w* [He]- подобных ионов. Температура T_e определялась по отношению интенсивности диэлектронных сателлитов *j*,*k* и резонансной линии *Ly*, [H]-

подобного иона. В обоих случаях для определения T_e использовались данные теоретических расчётов [1, 5]. Эти методы определения T_e хорошо известны и широко применяются для диагностики плазмы.

Второй и третий методы измерения T_e дают значение $T_e = (240-20)$ eV при максимальной плотности потока $q \sim 5 \lor 10^{12}$ W/cm², что хорошо согласуется с оценкой T_e по формуле (7). В дальнейшем температура T_e варьировалась (в сторону меньших значений) с помощью уменьшения энергии лазерного импульса, при этом считалось, что T_e изменяется по формуле (7).

Коррекция температуры для лазерной плазмы тяжелых элементов

Как показано выше, температура электронов T_e (Mg) определялась в лазерной плазме Mg. В соответствии с зависимостью $A_z^{2/9}$ необходимо провести коррекцию температуры для лазерной плазмы тяжелых элементов и приписать каждому спектру правильную скорректированную температуру электронов. В Таблице 1 приведены атомные веса для ряда элементов, их отношение к атомному весу Mg – элементу, по которому проводилось измерение T_e , и коэффициенты, на которые надо умножить температуру для получения T_e лазерной плазмы тяжелых элементов в соответствии с зависимостью $A_z^{2/9}$. Чем больше разница в атомных весах, тем выше эффективная температура T_e^* (A_z) по сравнению с T_e (Mg). Для Fe этот множитель равен 1,2, и его можно не учитывать, если он не выходит за ошибки эксперимента (в [15, 16] ошибка эксперимента составляла ~20% и поправка на зависимость $A_z^{2/9}$ не вводилась). Для более тяжелых элементов необходимо учитывать зависимость от атомного веса. Так для W поправочный коэффициент составляет уже величину 1,57.

В Таблице 2 приведены параметры зарегистрированных в BYU спектров и эффективная температура T_e^* лазерной плазмы тяжелых элементов в соответствии с зависимостью

$$T_e \sim q^{4/9} \succeq A_z^{2/9}.$$
 (8)

Таблица 1. Атомный вес A_z для некоторых элементов, отношение весов к элементу Mg, и множитель $A_z^{2/9}$ для коррекции температуры электронов $T_e(A_z) = T_e$ (Mg) $A_z^{2/9}$.

Table 1. Atomic weight A_z for some elements, ratio of A_z to Mg weight and multiplier for correction of electron temperature $T_e(A_z) = T_e$ (Mg) $A_z^{2/9}$.

Element	Atomic weight, A_z	A_z/A (Mg)	$A_z^{2/9}$
Mg	24,3	1	1
Fe	56	2,3	1,2
Мо	96	3,95	1,36
Sn	119	4,9	1,42
W	184	7,57	1,57

Таблица 2. Параметры зарегистрированных в ВҮU спектров [18-21] и эффективная температура T_e^* лазерной плазмы тяжелых элементов.

Table 2. Parameters of recorded at BYU spectra [18-21] and effective electron temperature T_e^* in laser-produced plasmas of heavy elements.

Target	shot	E_L , mJ	Number	T_e	T_e *,
(element)	#		of shots	(Mg), eV	eV
Fe	006	140	40	210	255
Mo	012	190	40	240	325
	019	160	1	225	305
	021	90	1	175	240
	022	80	10	165	225
	023	70	25	155	210
Sn	025	200	100	250	355
W	013	200	1	250	390
	016	140	1	215	340
	017	90	1	175	275
	018	70	1	155	245

Анализ спектров Fe

В экспериментах в ВYU зарегистрированы спектры Fe (Рис. 8) при энергии лазерного импульса E_L =140 mJ, которая соответствует температуре T_e (Mg)=210 eV (см. Табл. 2). Представляет интерес сравнение этого спектра с экспериментальными и теоретическими спектрами Fe, полученными в работах [15, 16]. На Рис. 12, 13 приведены экспериментальные спектры хорошо диагностируемой лазерной плазмы Fe при T_e =190 и 230 eV, а на Рис. 14 – теоретические спектры Fe при T_e =180 eV и разрешении $\varkappa/ = 80$. Сравнение Рис.12, 13 и Рис. 8 показывает, что наблюдается удовлетворительное согласие со структурой во всех этих спектрах при температуре электронов T_e =180 – 230 eV (поправки на зависимость $T_e(A_z) = T_e$ (Mg) $A_z^{2/9}$ в спектрах [15, 16] не вводились). Это согласие указывает на адекватность выбранной процедуры определения T_e в спектрах, зарегистрированных в BYU.

Анализ спектров Мо и W

Условия регистрации спектров лазерной плазмы Мо и W приведены в Табл. 2. Температура лазерной плазмы пересчитана в соответствии с формулой

$$T_e(A_z) = T_e (Mg) A_z^{2/9}$$
 (9)

и приведена в Табл. 1 и 2. На спектрах (Рис. 9, 11) наблюдается структура, характерная для каждого элемента: для спектров Мо – пики в спектральных областях $\mathscr{L} \sim 20 \div 40$ Å, $\mathscr{L} \sim 40 \div 60$ Å, $\mathscr{L} \sim 60 \div 80$ Å, $\mathscr{L} \sim 115 \div 130$ Å $\mathscr{L} \sim 135 \div 140$ Å для спектров W – пики в спектральных областях $\mathscr{L} \sim 25 \div 42$ Å,

 $\checkmark \sim 45 \div 65$ Å. Отметим, что "завал" интенсивности в спектрах при $\checkmark \ge 200$ Å связан, по-видимому, с падением светосилы спектрометра TGS. Информацию о длинах волн переходов в многозарядных ионах Мо можно найти в работах [38-40]. Для отождествления спектров W использовались данные [40]. Пики в спектрах W отождествлены как переходы 4-5 в ионах W XXII-XXIX ($\checkmark \sim 25 \div 42$ Å, пик № 1) и переходы 4-4 в ионах W XXVIII-XXX ($\checkmark \sim 45 \div 65$ Å, пик № 2) (Рис. 15).

Структура спектров и интенсивности в выделенных спектральных областях (пиках) чувствительны к электронной температуре T_e . При изменении T_e происходит перераспределение интенсивности в спектрах, основной тенденцией которых является рост интенсивностей в коротковолновой области при увеличении T_e . Эти особенности в спектрах могут быть использованы для измерения T_e .



Рис. 12. Спектр лазерной плазмы Fe при T_e =190 eV [15, 16]. Fig. 12. Spectrum of Fe laser-produced plasmas at T_e =190 eV [15, 16].



Рис. 13. Спектр лазерной плазмы Fe при T_e =230 eV [15, 16]. Fig. 13. Spectrum of Fe laser-produced plasmas at T_e =230 eV [15, 16].



Рис. 14. Синтезированный теоретический спектры Fe при T_e =180 eV и спектральном разрешении $\varkappa/ \leftrightarrows \varkappa$ =80 и $\varkappa/ \bumpeq \varkappa$ =80 [15, 16].

Fig. 14. Synthesized theoretical Fe spectra at $T_e=180$ eV and spectral resolution $\varkappa/ \Rightarrow \varkappa = 80$ and $\varkappa/ \Rightarrow \varkappa = 80$ [15, 16].



Рис. 15. Спектры лазерной плазмы W при различных температурах электронов T_e (W). Цифрой **1** отмечены переходы 4-5 в ионах W XXII-XXIX, цифрой **2** - переходы 4-4 в ионах W XXVIII-XXX.

Fig. 15. Spectra of W laser-produced plasmas at different electron temperatures T_e (W). Sign 1 corresponds to transitions in W XXII-XXIX ions, sign 2 – to transitions 4-4 in W XXVIII-XXX ions.

В спектрах Мо (Рис.9, Табл.1,2) при низких температурах $T_e \sim 200$ eV наблюдаются пики на $\varkappa = 65 \div 80$ Å, которые состоят из двух компонентов с соотношением интенсивностей 1:2. С ростом температуры интенсивность этих компонентов выравнивается и практически сравнивается при $T_e \sim 300$ eV. Относительная интенсивность пиков с максимумом на $\varkappa_{max} \sim 50$ Å, 122 Å, 140 Å растет с ростом T_e . При высоких температурах $T_e \sim 300$ eV появляется коротковолновый пик на $\varkappa_{max} \sim 30$ Å.

В спектрах W можно выделить следующие особенности (Рис. 11, 15, 16; Табл. 1,2). При низких температурах T_e (W) ~ 250 eV распределение интенсивности имеет максимумы на длинах волн \varkappa_{max} ~50 Å (пик № 2), 125 Å, 170 Å,

причем интенсивность двух последних пиков превышает интенсивность пика № 2. С ростом T_e относительная интенсивность пика № 2 растет и при $T_e \sim 400$ eV превышает интенсивность длинноволновых пиков в ~ 2 раза. Это может быть использовано для измерения сравнительно низких температур. Начиная с $T_e \ge 250$ eV в спектрах появляется коротковолновый пик № 1 с $\varkappa_{max} \sim 40$ Å, относительная интенсивность которого по отношению к пику №2 растет с ростом T_e . Соответствующая область спектра приведена на Рис. 17, а на Рис.18 приведена зависимость T_e (W) (eV) от относительной интенсивности I_1/I_2 этих пиков.



Рис. 16. Спектры лазерной плазмы W при различных температурах электронов T_e (W). Цифрой **1** отмечены переходы 4-5 в ионах W XXII-XXIX, цифрой **2** - переходы 4-4 в ионах W XXVIII-XXX.

Fig. 16. Spectra of W laser-produced plasmas at different electron temperatures T_e (W). Sign 1 corresponds to transitions in W XXII-XXIX ions, sign 2 – to transitions 4-4 in W XXVIII-XXX



Рис. 17. Спектры лазерной плазмы W в коротковолновой области при различных температурах электронов T_e (W). Цифрой **1** отмечены переходы 4-5 в ионах W XXII-XXIX, цифрой **2** - переходы 4-4 в ионах W XXVIII-XXX.

Fig. 17. Spectra of W laser-produced plasmas in a shortwavelength range at different electron temperatures T_e (W). Sign 1 corresponds to transitions in W XXII-XXIX ions, sign 2 – to transitions 4-4 in W XXVIII-XXX ions.



Рис. 18. Зависимость lg T_e (eV) от lg (I₁/I₂): сплошная линия – формула (11), кружки – эксперимент BYU (Brigham Young University), квадрат – эксперимент ФИАН (LPI=Lebedev Physical Institute).

Fig. 18. Dependence of lg T_e (eV) from lg (I₁/I₂): solid line – formula (11), circle – experiment at BYU (Brigham Young University), square – experiment at LPI (Lebedev Physical Institute).

Зависимость температуры $T_{\rm e}$ (W) и относительных интенсивностей пиков № 1 и № 2 хорошо аппроксимируется формулами (см. Рис.18, Табл. 3)

$$T_e(eV) \oslash A \bigstar_2^{I_1} \overset{e}{\bigstar} \odot 704 \bigstar eV) \overset{A}{\bigstar_2} \overset{0.31}{\bigstar}$$
(10)

$$LOG(T_e eV) \heartsuit \text{cst}OG(\frac{I_1}{I_2}) \square LOG(A) \heartsuit 0.31 \text{ t}OG(\frac{I_1}{I_2}) \square 2.85$$
(11)

$$\frac{I_1}{I_2} \oslash \stackrel{\checkmark}{\bullet} \stackrel{\bullet}{A} \overset{I}{\otimes} \overset{\bullet}{\bullet} 0^{\blacksquare 0} \stackrel{\checkmark}{\star} T_e eV \overset{3.23}{\bullet}$$
(12)

$$\frac{I_2}{I_1} \otimes \underbrace{\overset{\bullet}{\overset{\bullet}}_{e}eV}_{\overset{\bullet}{\overset{\bullet}}} \otimes 1.54 \, \overset{\bullet}{\overset{\bullet}}_{0}^9 \, \overset{\bullet}{\overset{\bullet}}_{T_e}eV^{0.31}$$
(13)

с константами 与 =0,31; 1/ ⇒ = 3,23 и А =704,5.

Таблица 3. Сравнение температуры $T_{e}(W)$, определенной в экспериментах в ВYU и ФИАН (LPI) по относительным интенсивностям пиков I_1/I_2 , с формулой (10).

Table 3. Comparison of values $T_{e}(W)$, derived in experiments at BYU and LPI from relative intensities I_1/I_2 , with formula (10).

	I_1 / I_2	$T_{\rm e}({\rm W}), \exp{({\rm eV})}$	$T_{\rm e}(W)$, eV {formula (9)}
BYU	0.046	275	270
	0.105	340	350
	0.146	390	390
LPI	0.10	315	345

Представляет интерес сравнение этих данных с другими экспериментальными данными. Так в ходе экспериментов в ФИАН по разработке метода измерения температуры плазмы Fe в анод-катодном промежутке установки "Z-Machine" [15, 16] также был зарегистрирован спектр W. Отметим, что спектр был зарегистрирован на другой лазерной установке (1 J/ 0.53 / 2 ns), при других условиях фокусировки, с помощью другого спектрометра (GIS – спектрограф скользящего падения) и с другим детектором излучения (фотопленка). Диагностика плазмы также проводилась по спектрам [H]- и [He]- подобных ионов Mg с помощью спектрометра Гамоша. Спектр зарегистрирован при температуре $T_{\rm e}({\rm Mg})$ =200 eV, которая соответствует температуре $T_{\rm e}({\rm W})$ =315 eV. Относительная интенсивность пиков I_1/I_2 составила величину $I_1/I_2=0,10$. Эти данные также приведены в Табл. 3 и нанесены на Рис. 18. Сравнение этих данных с данными, полученными в BYU, позволяет оценить экспериментальную ошибку, связанную с различными условиями экспериментов. Эта ошибка составила величину ≤ 10%. Таким образом, анализ экспериментальных данных полученных в ВҮU и в ФИАН, позволяет апробировать метод измерения электронной температуры $T_{\rm e}$ по EUV спектрам W.

Выводы

Рассмотрены условия и границы применимости новых методов диагностики высокотемпературной плазмы по рентгеновским спектрам тяжелых элементов. Методы основаны на сравнении исследуемых спектров со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. Приведены результаты дальнейшей разработки методов для их распространения на другие элементы (Мо, W). Для этого проведен детальный анализ данных, полученных в Университете Бригхама Янга (BYU) при исследовании спектров лазерной плазмы тяжелых элементов (W, Mo). Этот анализ проведен в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) и включал в себя определение температуры лазерной плазмы по спектрам [H]- и [He] - подобных ионов Mg, проведение коррекции температуры для лазерной плазмы тяжелых элементов, анализ особенностей спектров Fe, Мо и W. Определены области спектра Мо и W, чувствительные к электронной температуре, получены количественные данные для определения температуры плазмы W по относительным интенсивностям пиков в EUV области спектра. Метод измерения электронной температуры T_e по EUV спектрам W апробирован для экспериментальных данных, полученных в ВҮU и в ФИАН.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность Л. Найту, С. Бергесону, М. Харрисону, Т. Грею, Т. Уиксу (BYU), К. Струве (SNL), И.Ю. Толстихиной, Е.Д. Казакову, О.Ф. Якушеву (ФИАН), Е.В. Грабовскому, В.В. Александрову, Г.М. Олейнику (ТРИНИТИ) и П.В. Сасорову (ИТЭФ) за многочисленные обсуждения и плодотворное сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-154а.

<u>Литература</u>

- 1. Л. П. Пресняков. *УФН* **119**, 49 74 (1976). "Рентгеновская спектроскопия высокотемпературной плазмы".
- Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Диагностика плотной плазмы. Под ред. Н. Г. Басова. – М.: Наука. Гл. ред. физ. - мат.лит., 1989. 368 С.
- 3. О.Б. Ананьин, Ю.В. Афанасьев, Ю.А. Быковский, О.Н. Крохин. *Лазерная плазма. Физика и применение.* М.: МИФИ, 2003. 400 С.

- Солнечно земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф / Под. ред. В.Д. Кузнецова. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 488 с.
- 5. Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова, А. М. Урнов. *Труды ФИАН* **119**, 13-43 (1980). "Диэлектронные сателлиты резонансных линий многозарядных ионов".
- М. А. Мазинг, А. М. Панин, А. П. Шевелько. Оптика и спектроскопия 59, 962-966 (1985). "Спектры гелиеподобных ионов CaXIX и TiXXI в лазерной плазме. І. Длины волн сателлитных линий."
- 7. М. А. Мазинг, А. М. Панин, А. П. Шевелько, *Оптика и спектроскопия* **60**, 910-915 (1986). "Спектры гелиеподобных ионов CaXIX и TiXXI в лазерной плазме.II. Интенсивности диэлектронных сателлитов."
- 8. А.П. Шевелько. *Рентгеновская и ВУФ спектроскопия многозарядных ионов в лабораторной плазме*. Докторская диссертация. Москва, 2010 г. 327 с.
- Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Возбуждение и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 320 С. І. І. Sobel'man, L. A. Vainshtein, Е. A. Yukov, Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines (Springer, Berlin 1981).
- K. Asmussen, K.B. Fournier, J.M. Laming, R. Neu, J.F. Seely, R. Dux, W. Engelhardt, J.C. Fuchs and the ASDEX Upgrade Team, *Nuclear Fusion*, **38** (7), 967-986 (1998). "Spectroscopic investigations of tungsten in the EUV region and the determination of its concentration in tokamaks."
- 11. R.B.Spielman, C. Deeney, G. A. Chandler, et al, *Phys. Plasmas* 5, 2105 (1998). "Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ."
- 12. W. A. Stygar, H. C. Ives, D. L. Fehl, et al, *Phys. Rev.* E 69, 046403 (2004). "X-ray emission from z pinches at 10⁷ A: Current scaling, gap closure, and shot-to-shot fluctuations."
- M. K. Matzen, M. A. Sweeney, R. G. Adams R. G. et al, *Phys. Plasmas* 12 (5), 55503-1-16 (2005). "Pulsed-power-driven high energy density physics and inertial confinement fusion research."
- 14. *EUV Sources for Lithography*. Ed. Vivek Bakshi, SPIE Press, Billingham, Washington USA, 2006.1043 P.
- 15. А. П. Шевелько, С. Н. Андреев, Д. Е. Блисс, М. Г. Мазаракис, Д. С. МакГарн, К. В. Струве, Е. Д. Казаков, Л. В. Найт, И. Ю. Толстихина, Т. Уикс. Препринт ФИАН № 22, 2007. "ВУФ спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" (SNL)."

- 16. А. П. Шевелько, Д. Е. Блисс, Е. Д. Казаков, М. Г. Мазаракис, Д. С. МакГарн, Л. В. Найт, К. В. Струве, И. Ю. Толстихина, Т. Уикс. Физика плазмы 34 (11), 1021-1032 (2008). "ВУФ спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" (SNL)." А. Р. Shevelko, D. E. Bliss, E. D. Kazakov, M. G. Mazarakis, J. S. McGurn, L. V. Knight, K. W. Struve, I. Yu. Tolstikhina, and T. J. Weeks. *Plasma Physics Reports* 34 (11), 944-954 (2008). "EUV Spectroscopy of Plasmas Created in the Final Anode–Cathode Gap of the Z-Machine High-Current Pulsed Generator (SNL)."
- 17. А. П. Шевелько. Вестник Поморского Университета. Сер. "Естественные науки." №4, 110-113 (2009). "Новый спектроскопический метод измерения температуры плазмы тяжелых элементов."
- 18. S. Bergeson, N. Gray, M. Harrison, L. Knight, O. Yakushev and A. Shevelko, 2008 International Workshop on EUV Lithography, June 10-12, 2008, Maui, Hawaii, Workshop Agenda and Abstracts, p.38. "EUV Transmission Grating Spectrometer for Absolute Intensity Measurements from 2 to 250 nm."
- S. Bergeson, B. Allred, N. Gray, L. Knight, A. Shevelko, "EUV Spectrometers for Source Development, Characterization, and Optimization," 2008 International Symposium on Extreme Ultraviolet Lithography, September 28-October 1, 2008, Lake Tahoe, California, Book of Abstracts, p.82.
- 20. О.Якушев, А.Шевелько, С. Бергесон, Н. Грэй. М. Харрисон, Л. Найт. Материалы совещания "Рентгеновская оптика 2008," стр. 84-85 (2008). "ВУФ спектрометр с пропускающей решеткой для абсолютных измерений интенсивностей в экстремально широком диапазоне спектра (∠=2-250 нм)."
- 21. А. Шевелько, О. Якушев, С. Бергесон, Н. Грэй, Л. Найт, М. Харрисон. XIII Международный Симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника," 16-20 марта 2009 г., Нижний Новгород, стр.227-228. "ВУФ спектрометр с пропускающей решеткой для абсолютных измерений интенсивностей в экстремально широком диапазоне спектра (∠=2-250 нм)."
- 22. В. А. Бойко, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, *Труды ФИАН* **76**, 186-228 (1974). "Исследование параметров и динамики лазерной плазмы при острой фокусировке излучения на твердую мишень."
- Ю. Э. Бороздин, Е. Д. Казаков, В. И. Лучин, Н. Н. Салащенко, И. Ю. Толстихина, В. В. Чернов, Н. И. Чхало, А. П. Шевелько, О. Ф. Якушев. Письма в ЖЭТФ 87 (1), 33-35 (2008). "Рентгеновская и вакуумно-ультрафиолетовая

спектроскопии плазмы с использованием новых фокусирующих многослойных структур."

- 24. А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.П. Шевелько, О.Ф. Якушев. ЖТФ 80 (7), 105-110 (2010). "Новые фокусирующие многослойные структуры для рентгеновской и вакуумно-ультрафиолетовой спектроскопии плазмы."
- 25. Ю. В. Афанасьев, Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, В.В. Пустовалов, В.П. Силин, Г.В. Склизков, И.Т. Тихончук, А.С. Шиканов. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. Итоги науки и техники. Радиотехника. М.: ВИНИТИ, 1978. Т.17. 300 С.
- 26. Ю.А. Быковский, Н.Н. Дегтяренко, В.Ф Елесин, Ю.П. Козырев, С.М. Сильнов. ЖЭТФ 60 (4), 1306-1319 (1971). "Масс-спектрометрическое исследование лазерной плазмы."
- 27. В.Ю. Быченков, А.А.Зозуля, Ю.С. Касьянов, А.В. Кильпио, В.Т.Тихончук. ЖЭТФ 84 (3), 936-946 (1983). "Обнаружение Z-зависимости температуры короны лазерной плазмы при исследовании излучения полуцелых гармоник."
- 28.W.L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Addison-Wesley, New York, 1988.
- 29. P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter. An Introduction*. Imperial College Press, London, 2005. 312 P.
- 30. A. P. Shevelko, *Proc. SPIE* **3406**, 91-108 (1998). "X-ray spectroscopy of laserproduced plasmas using a von Hamos spectrograph."
- A. P. Shevelko, Yu. S. Kasyanov, O. F. Yakushev, and L. V. Knight. *Rev. Sci, Instrum.* 73 (10), 3458-3463 (2002). "Compact focusing von Hamos spectrometer for quantitative x-ray spectroscopy."
- 32. A. P. Shevelko, L. V. Knight, R. S. Turley, and O. F. Yakushev. *Proc. SPIE* 4504, 143-150 (2001). "An intense XUV source of radiation, within the 4-45-nm-spectral range, based on capillary discharge plasmas."
- 33. А. П. Шевелько, О. Ф. Якушев. "Люминесцентные детекторы на основе ПЗС и ВОД." XIII Международный Симпозиум "Нанофизика и наноэлектроника," 16-20 марта 2009 г., Нижний Новгород, стр.229.
- 34. S. George, C.-S. Koay, K. Takenoshita, R. Bernath, M. Al-Rabban, C. Keyser, V. Bakshi, S. Howard, M. Richardson. *Proc.SPIE* 5751, 779-788 (2005). "EUV spectroscopy of mass-limited Sn-doped laser micro-plasmas."

- 35. A. P. Shevelko, L. V. Knight, Q. Wang, and O. F. Yakushev. *Proc. SPIE* 4504, 215-226 (2001). "Absolute x-ray calibration of laser-produced plasmas using a CCD linear array and a focusing crystal spectrometer."
- 36. A. P. Shevelko, L. V. Knight, J. B. Peatross, and Q. Wang. Proc. SPIE 4505, 171-178 (2001). "Structure and Intensity of X-ray Radiation in a Laser Plasma–Wall Interaction."
- F.C Jahoda, E.M. Little, W.E. Quinn, G.A. Sawyer, T.F. Stratton. *Phys. Rev.* 119, 843-856 (1060). Continuum radiation in the x-ray and visible regions from a magnetically compressed plasma (Scylla)."
- 38. B.C. Fawcett. *JOSA* **B 1** (2), 195-217 (1984). "Classification in the early 1980's of the spectra of highly ionized atoms."
- M.W.D. Mansfield, N.J. Peacock, C.C. Smith, M.G. Hobby, R.D. Cowan. J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 11 (9), 1521 – 1544 (1978). "The XUV spectra of highly ionized molybdenum."
- 40. M. B. Chowdhuri, S. Morita, M. Goto, et al, *Plasmas and Fusion Research: Regular Articles* 2, S1060-1-5 (2007). "Line analysis of EUV spectra from molybdenum and tungsten injected with impurity pellets in LHD."