

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Физический
ИНСТИТУТ
имени
П.Н.Лебедева



Ф

И

А

Н

ПРЕПРИНТ

22

А.П. ШЕВЕЛЬКО, С.Н. АНДРЕЕВ,
Д.Е. БЛИСС, М.Г. МАЗАРАКИС,
Д.С. МАК-ГАРН, К.В. СТРУВЕ,
Е.Д. КАЗАКОВ, Л.Н.НАЙТ,
И.Ю. ТОЛСТИХИНА, Т. УИКС

**ВУФ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМЫ,
СОЗДАВАЕМОЙ В КОНЕЧНОМ
АНОД-КАТОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ
СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО
ГЕНЕРАТОРА “Z-Machine” (SNL)**

МОСКВА 2007

EUV Spectroscopy of Plasmas Created in the Final Anode-Cathode Gap of the High Current Pulsed Generator “Z-Machine” (SNL)

Alexander P. Shevelko¹, Sergey N. Andreev¹, David E. Bliss²,
Michael G. Mazarakis², John S. McGurn², Kenneth W. Struve²,
Evgeny D. Kazakov¹, Inga Yu. Tolstikhina¹, Larry N. Knight³ and Tyler Weeks³

¹ *P. N. Lebedev Physical Institute RAS, Moscow 119991, Russia*

² *Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico 87185, USA*

³ *Brigham Young University, Provo, Utah 84602, USA*

Abstract

The effect of short-circuit across the final anode-cathode gap of the powerful Z-Accelerator could hamper effective power delivery to the Z-pinch plasma. The objective of this work is to develop EUV diagnostics for low-temperature plasmas created in the final transmission line (AK gap near the load) of the Z-Accelerator at Sandia National Laboratories (SNL). The work includes developing EUV grazing incidence spectrometers, investigation of the EUV spectra of highly charged ions in well diagnosed laser-produced plasmas, and the comparison of these laser plasma spectra with the spectra of plasmas created in the inner transmission line. Spectra of highly-charged Fe ions were investigated using EUV spectroscopy methods in a spectral range of 2-80 nm. Experiments at SNL have shown that the most stripped ion observed in the spectra is FeXVII. Comparison the experimental spectra of FeIII and FeXVII ions with theoretical calculations gives an electron temperature T_e of ~ 200 eV.

Введение

Многопроволочные Z-пинчи представляют собой интенсивный источник рентгеновского излучения для проведения экспериментов по инерциальному управляемому термоядерному синтезу (см., например, [1-4] и ссылки в них). Многопроволочные сборки представляют собой массив равномерно расположенных по цилиндру тонких металлических проволочек. При протекании тока через проволочки образуется плазма, которая под действием магнитного поля сжимается к оси нагрузки, где генерируется интенсивное рентгеновское излучение в диапазоне энергий квантов 100-100000 эВ. В настоящее время эти источники излучения используются в качестве драйверов для самых различных экспериментов, в том числе для исследований по программе управляемого термоядерного синтеза, для изучения теплофизики экстремальных состояний вещества с помощью мощных ударных волн, для проверки сложных гидродинамических моделей и т.д.

Одной из самых мощных установок до последнего времени являлась установка “Z-Machine” в Национальной Лаборатории Сандиа (Sandia National Laboratories (SNL), Albuquerque, New Mexico, USA) [1]. Она представляла собой мощный импульсный источник рентгеновского излучения на основе Z-пинча. При пропускании тока ~ 20 МА (длительность импульса 100 нс) через многопроволочные нагрузки генерировался импульс рентгеновского излучения мощностью свыше 200 ТВт. Суммарный выход рентгеновского излучения достигал 1.8 МДж.

В будущем для оптимизации устройства следующего поколения генераторов необходимо понять, как излучение Z-пинча зависит от максимального тока пинча I . Как правило, предполагается, что максимум мощности и суммарный выход рентгеновского излучения пропорциональны I^2 . Наравне с максимальным током, другим важным параметром является расстояние в анод-катодном (А-К) промежутке (зазоре) финального участка транспортирующей (передающей) линии. Зависимость максимальной мощности рентгеновского излучения от максимума тока и расстояния L в А-К промежутке исследовалась в [2]. Основная проблема состоит в том, что повышение максимума тока и уменьшение L может приводить к короткому замыканию А-К промежутка на конечном участке транспортирующей линии. Это препятствует эффективному поступлению энергии в плазму Z-пинча. При этом интенсивное излучение и разлетающиеся из плазмы Z-пинча осколки при токе 15-20 МА значительно затрудняют исследование А-К промежутка и происходящих в нём процессов. По этой причине любая информа-

ция о коротком замыкании в А-К промежутке представляет значительный интерес.

Целью данной работы являлась разработка методов ВУФ диагностики плазмы, создаваемой на заключительном участке транспортирующей линии (А-К промежутке около нагрузки) Z-акселератора в SNL. Работа включала в себя разработку спектральной диагностической аппаратуры, теоретическое и экспериментальное исследование ВУФ спектров ионов железа в хорошо диагностируемой лазерной плазме, и сравнение этих спектров со спектрами плазмы, создаваемой в конечном А-К промежутке передающей линии. Спектры многозарядных ионов Fe были исследованы методами ВУФ спектроскопии в диапазоне длин волн $\lambda \sim 20\text{-}800 \text{ \AA}$. Сравнение экспериментальных спектров с теоретическими вычислениями позволило оценить электронную температуру T_e плазмы в А-К промежутке $T_e \sim 200 \text{ eV}$.

Обоснование методов исследования. Требования к экспериментам

Схема установки “Z-Machine”, включающая в себя элементы накопления энергии, промежуточные конденсаторы, формирующую линию и магнитоизолированную транспортную линию, приведена на Рис. 1а).

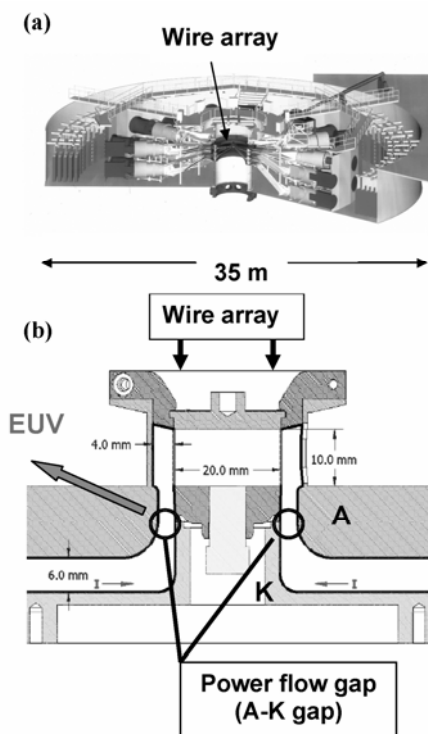


Рис.1 (а) Схема установки “Z-Machine”: элементы накопления энергии, промежуточные конденсаторы, формирующая линия и магнитоизолированная транспортная линия. (б) Вертикальное сечение установки в области нагрузки.

На Рис. 1б) представлено вертикальное сечение установки в области нагрузки. Область наблюдения ВУФ спектров в А-К промежутке обозначена кружками. Анод и катод изготовлены из нержавеющей стали, поэтому железо является основным элементом и объектом для спектральных исследований. Как показывают теоретические оценки, ожидаемая электронная температура плазмы в А-К зазоре может находиться в диапазоне $T_e \sim 10\text{-}300$ эВ. Для этого температурного диапазона не существует хорошо развитых методов диагностики плазмы Fe.

Согласно модели коронального равновесия, в плазме с электронной температурой T_e потенциал ионизации E_i наблюдаемых ионов можно оценить как $E_i \sim 5 \cdot T_e$ (см., например, [5]). При температурах $T_e \sim 10\text{-}300$ эВ могут возбуждаться ионы со спектроскопическими символами $\sim \text{FeIII} - \text{FeXVII}$. Ионы железа FeIII – FeXVII излучают ВУФ спектр, перекрывающий диапазон длин волн $\lambda \sim 20\text{-}1000$ Å (см. Рис. 2). Поэтому для исследования подобной плазмы Fe могут применяться только методы ВУФ диагностики, которые могут позволить измерять электронную температуру T_e в требуемом интервале значений. Основное внимание при этом должно уделяться наблюдению максимальной степени ионизации ионов железа.

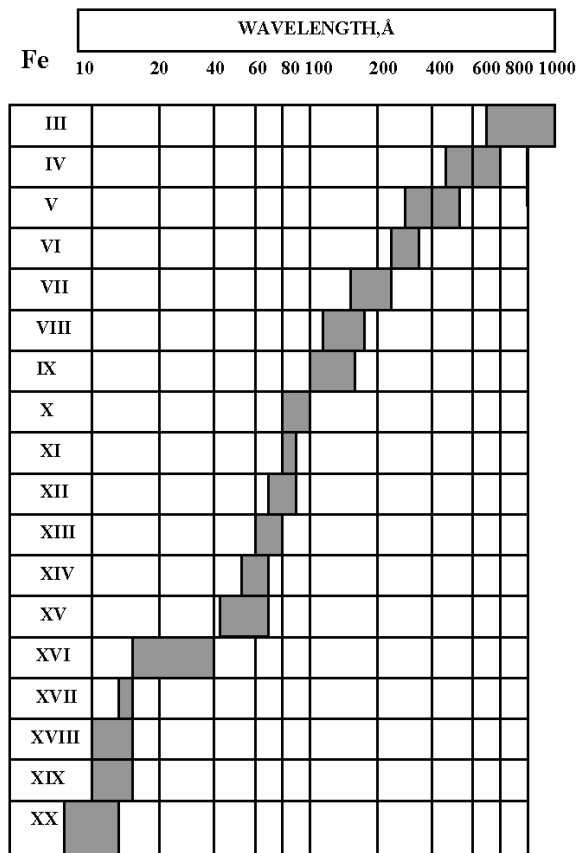


Рис.2. Диаграмма длин волн резонансных переходов в ионах FeIII – Fe XX [6].

Специфика экспериментов в SNL предъявляет серьезные требования к спектральной аппаратуре. Эти приборы должны быть очень компактными и иметь широкий спектральный диапазон регистрации. Дополнительными требованиями являлось: защита от разрушения ударной волной и продуктами взрыва, разработка простой и надежной процедуры юстировки в вакуумной камере, защита от излучения основной нагрузки и от радиационного фона в камере. Кроме ограниченного числа выстрелов, факторами, затрудняющими проведение экспериментов, так же являлись: малый пространственный угол наблюдения и большое расстояние между объектом и спектрометром.

Одновременно спектры хорошо диагностируемой Fe лазерной плазмы изучались при различных условиях лазерной фокусировки, и, соответственно, для различных параметров плазмы (в том же самом диапазоне электронных температур $T_e \sim 50-300$ эВ). ВУФ спектры железа наблюдались в том же спектральном диапазоне ($\lambda \sim 20-800$ Å). Для диагностики лазерной плазмы применялись хорошо разработанные методы рентгеновской спектроскопии. Теоретические исследования состояли из расчётов длин волн переходов в ионах FeIII-FeXVII, вероятностей переходов, ионизационного равновесия и интенсивности линий. В результате проведённых исследований были получены расчётные спектры для различных электронных температур T_e . Эти экспериментальные и теоретические исследования выполнены в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН. Сравнение теоретических спектров и экспериментальных данных, полученных в экспериментах с лазерной плазмой, со спектрами, зарегистрированными на установке “Z-Machine”, позволили оценить параметры плазмы в А-К промежутке транспортирующей линии. Основные принципы применявшихся методов ВУФ диагностики плазмы схематически представлены на Рис. 3.

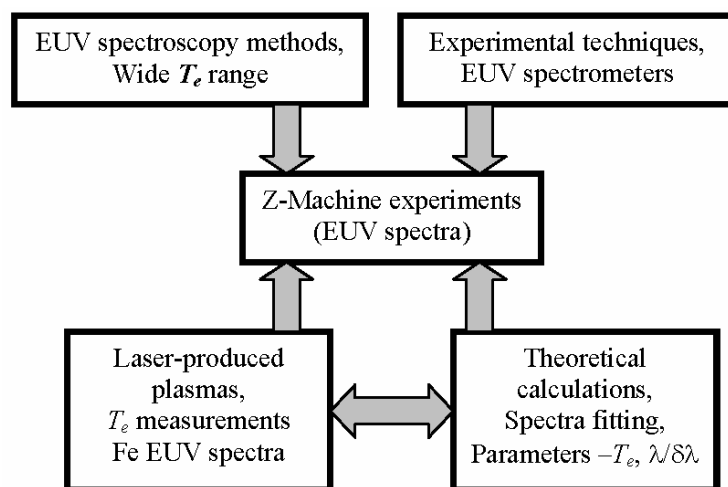


Рис.3. Схема используемых в настоящей работе методов исследования.

Эксперименты на установке “Z-Machine”

Для проведения экспериментов в ВУФ области спектра были разработаны различные модификации спектрографов скользящего падения. На первом этапе для регистрации спектров плазмы в А-К промежутке использовался спектрограф с широким спектральным диапазоном ($\lambda \approx 20\text{-}800 \text{ \AA}$). На этом этапе задача эксперимента заключалась в определении максимальной степени ионизации ионов Fe. На втором этапе применялся спектрограф с узким спектральным диапазоном ($\lambda \approx 20\text{-}120 \text{ \AA}$), но с лучшим спектральным разрешением для более точного определения параметров плазмы. Для этих спектрографов были разработаны оптимальная оптическая схема, простая и надёжная система юстировки в вакуумной камере, а так же методы защиты от излучения нагрузки, ударных волн и продуктов взрыва.

Спектрограф скользящего падения (GIS-S)

GIS-S представляет собой специально разработанный для экспериментов на установке “Z-Machine” компактный ВУФ спектрограф скользящего падения. Для регистрации интегральных по времени спектров использовалась фотопленка. Благодаря использованию внеоруландовской схемы регистрации удалось значительно упростить процедуру установки и юстировки прибора.

В используемой внеоруландовской схеме спектр регистрируется на плоскости, перпендикулярной к дифрагируемым лучам (см. Рис.4). В этом методе точная фокусировка осуществляется только для одной, центральной длины волны λ_0 , которая соответствует точке пересечения плоскости регистрации с кругом Роуланда. Однако из-за малой угловой апертуры спектрографа скользящего падения возможна регистрация спектра в достаточно широком спектральном диапазоне $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$. Величина $\Delta\lambda$ связана с наблюдаемым спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda$: чем шире диапазон $\Delta\lambda$, тем ниже спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda$, вызванное дефокусировкой.

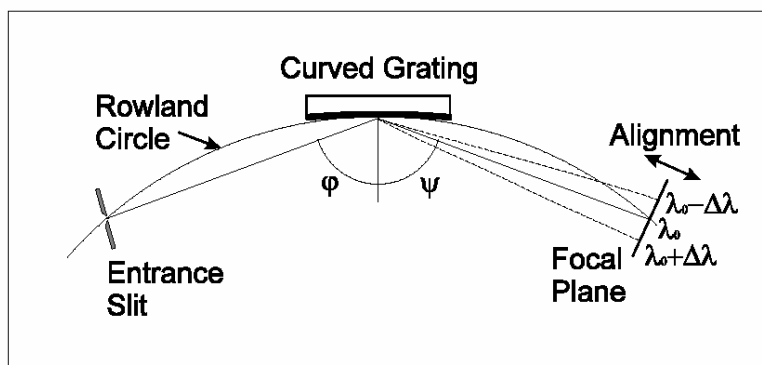


Рис.4. Схема спектрографа скользящего падения (GIS-S).

Настройка спектрографа на различные длины волн λ_0 осуществляется изменением расстояния между плоскостью регистрации и решеткой. К преимуществам используемой схемы относятся простота конструкции, отсутствие необходимости сложной юстировки элементов на круге Роуланда и высокая светосила на центральной длине волны λ_0 . К недостаткам можно отнести достаточно узкий спектральный диапазон регистрации $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ и уменьшение спектрального разрешения на краях спектра, вызванное дефокусировкой.

Конструктивно спектрограф состоял из металлического корпуса (Рис.5), в котором установлены входная щель, дифракционная решетка скользящего падения (радиус $R=1$ м, угол скольжения 4° , 300 штр/мм, покрытие W/Re), и кассеты для фотопленки. Для ограничения угловой апертуры использовалась дополнительная диафрагма, устанавливаемая между входной щелью и дифракционной решеткой. В качестве детектора излучения использовалась фотопленка УФ-4. Предварительно пленка была откалибрована с помощью ВУФ источника на основе плазмы капиллярного разряда.

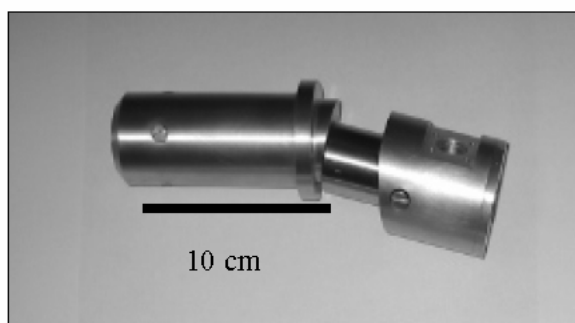


Рис.5. Внешний вид спектрографа GIS-S.

Денситометрические характеристики фотопленки УФ-4 были определены для спектрального диапазона $\lambda=50\text{--}200$ Å. Ранее этот тип спектрографа успешно использовался для ВУФ диагностики лазерной плазмы [7,8] и плазмы капиллярного разряда [9-13].

Оптическая схема

Область наблюдения ВУФ спектров в А-К промежутке обозначена на Рис.1б) кружками. Чтобы не повредить спектрограф ударной волной и продуктами взрыва основного разряда, прибор устанавливался за пределами специальной защитной камеры диаметром 55 см (Рис. 6а). Область наблюдения фокусировалась на входную щель спектрографа с помощью зеркала M (радиус кривизны 1 м, покрытие W/Re, угол скольжения $5,3^\circ$). Расстояние между ВУФ источником и зеркалом, и между зеркалом и входной щелью составляло $B\sim 50$ см и $A\sim 5$

см соответственно. Наблюдение производилось по касательной к А-К зазору (рис. 6б). Это позволило установить дополнительный экран для защиты спектрографа от прямого воздействия ударной волны и продуктов взрыва. После каждого выстрела зеркало M менялось на новое.

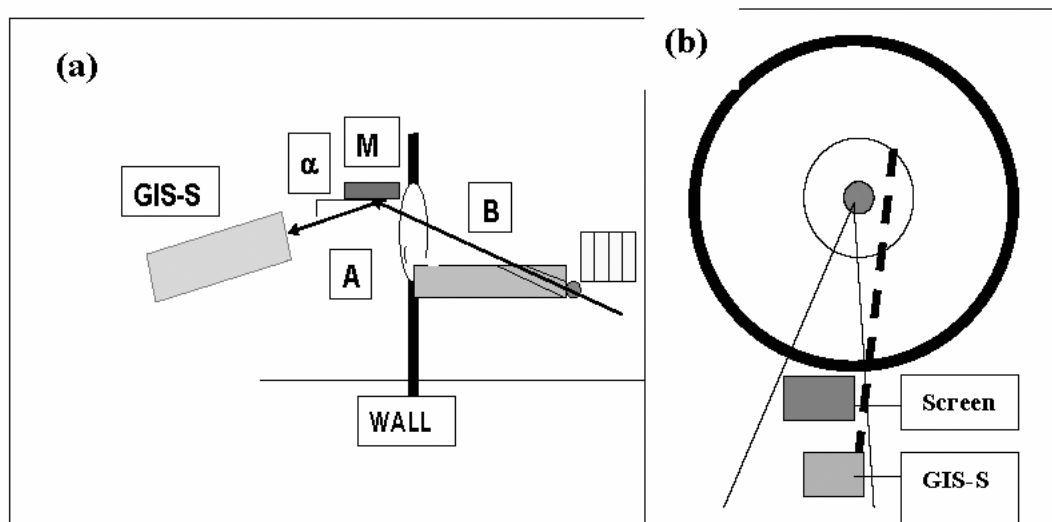


Рис.6. Оптическая схема экспериментов на установке “Z-Machine”: (а) - M -фокусирующее зеркало; A - расстояние зеркало – спектрограф GIS-S; B - расстояние зеркало-источник ВУФ излучения; область регистрации спектров обозначена маленьким кружком; показаны также вырез в электроде и стенка защитной камеры. (b) – Вид сверху: кружок в центре – плазма основного разряда (Z-пинч), пунктирная линия – направление наблюдения.

Процедура юстировки

Узел спектрографа приведен на Рис.7. Спектрограф (GIS-S), зеркало ($З$) и юстировочный лазер ($Л$) были установлены на амортизационной платформе. Юстировка системы проводилась с помощью специального коллинеарного (двухстороннего) лазера, временно устанавливаемого перед фокусирующим зеркалом. Лазер выдавал два коллинеарных пучка, из которых первый наводился на область наблюдения в А-К промежутке, а второй - через фокусирующее зеркало на входную щель спектрографа. При этом фокусирующее зеркало юстировалось по максимальной интенсивности в нулевом порядке отражения от дифракционной решетки.

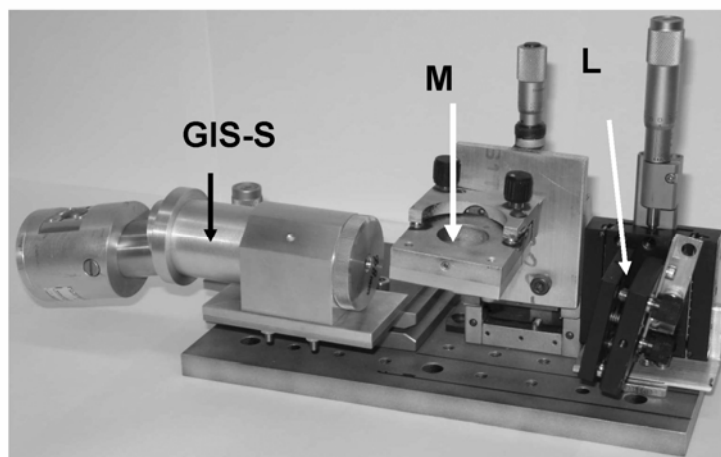


Рис.7. Общий вид сборки спектрографа: GIS-S – ВУФ спектрограф, М- фокусирующее зеркало в оптической оправе, L – коллинеарный юстировочный лазер.

Защита от излучения нагрузки

Плазма Z-пинча является мощным источником рентгеновского излучения [1]. Это излучение может проникнуть через оболочку спектрографа и засветить фотоплёнку. В результате предварительных экспериментов была определена оптимальная толщина защитного экрана (Pb или W толщиной ~ 5 см), которым закрывалась кассета с фотопленкой. Кроме того, сборка спектрографа устанавливалась в специальном ящике из нержавеющей стали, который защищал прибор от излучения нагрузки, а так же от ударной волны и продуктов взрыва (Рис.8).

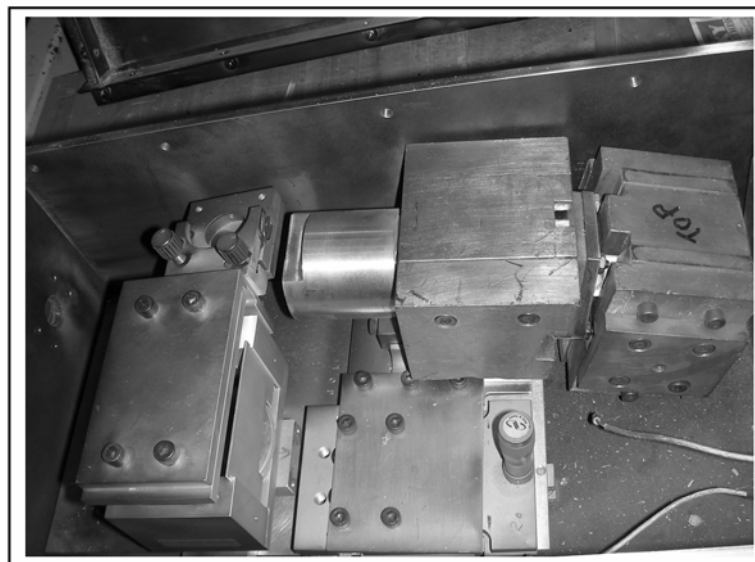


Рис.8. Общий вид сборки спектрографа в ящике из нержавеющей стали (после нескольких выстрелов). Спектрограф GIS-S накрыт защитными экранами из W-Pb.

Регистрация спектра

Эксперименты на установке “Z-Machine” в Национальной Лаборатории Сандия проводились в период 9-11 января и 19-24 мая 2006 года. Всего было произведено 7 выстрелов для подбора толщины защитного экрана и регистрации ВУФ спектров. ВУФ спектры плазмы, создаваемой в А-К промежутке, были успешно зарегистрированы в двух выстрелах.

Снятые на фотоплёнку ВУФ спектры были отсканированы с помощью предварительно калиброванного сканера (Epson perfection 4990 photo, real resolution of 9600 dpi, $D \leq 4$) и оцифрованы посредством специальной 8 битной программы (Scion Image for Windows). Перевод шкалы оптической плотности D в шкалу относительной интенсивности производился по данным калибровки фотоплёнки УФ-4 для длины волны $\lambda = 49 \text{ \AA}$. Характеристические кривые УФ-4 – зависимость оптической плотности D от экспозиции U (сигнал PIN-диода, мВ) и от $\log U$ (мВ) представлены на Рис.9. Оцифрованные ВУФ спектры Fe представлены на Рис. 10,11.

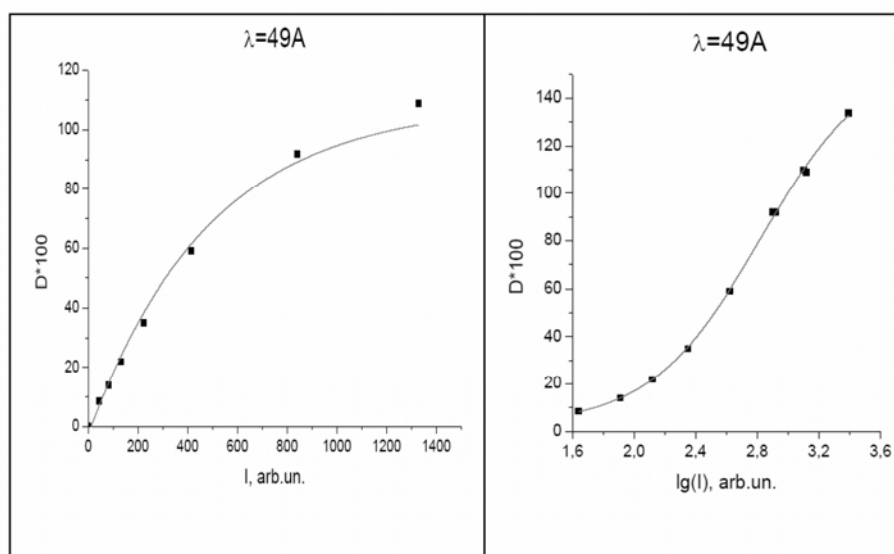


Рис.9. Характеристические кривые для фотопленки УФ-4 – зависимость оптической плотности D от экспозиции I и от $\log I$: $D=f(I)$ и $D=f(\log I)$. Точки - эксперимент, сплошная линия - аппроксимационная кривая.

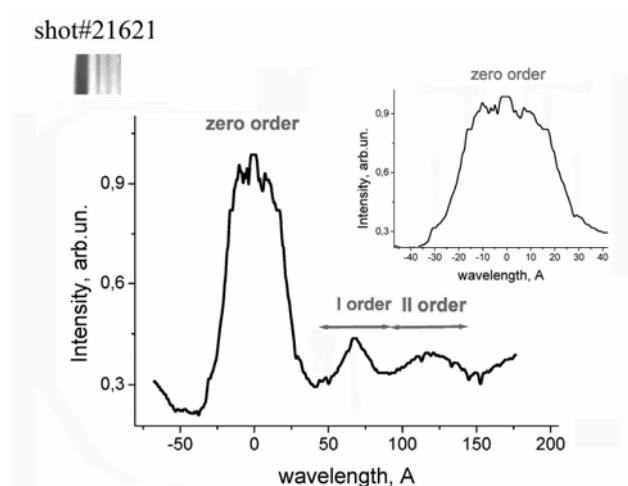


Рис.10. ВУФ спектр плазмы А-К промежутка (shot #21621, 11/01/2007).

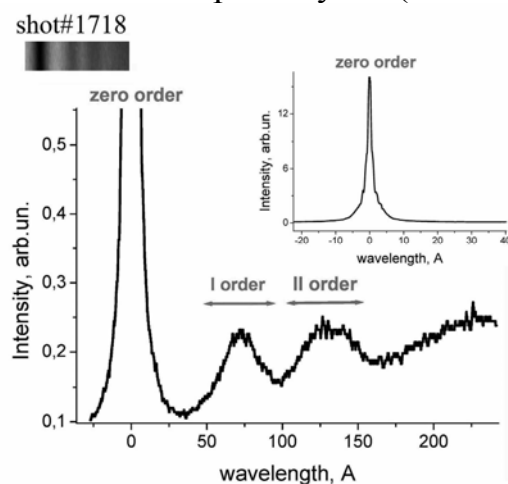


Рис.11. ВУФ спектр плазмы А-К промежутка (shot #1718, 23/05/2007).

Эксперименты с лазерной плазмой

Эксперименты с лазерной плазмой были выполнены в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН (ФИАН). Их целью являлась разработка методов диагностики плазмы по ВУФ спектрам Fe и сравнение этих спектров со спектрами плазмы в А-К промежутке установки “Z-Machine.” При этом были приняты во внимание следующие обстоятельства и начальные условия. ВУФ спектры плазмы элементов с большим атомным номером A (для Fe $A=26$) имеют сложную структуру и содержат много спектральных линий, принадлежащих ионам с различной кратностью ионизации. По этой причине хорошо известные методы определения электронной температуры по этим спектрам ранее не были разработаны. С другой стороны, спектры ионов с простейшей водородо- и гелие-подобной структурой ([H]- и [He]-подобные ионы) для элементов с низкими атомными номерами ($A=6-15$) хорошо исследованы и широко используются для измерения темпера-

туры плазмы в диапазоне значений $T_e \sim 100-1000$ эВ [14-16]. И последнее, для разработки метода определения T_e было использовано важное свойство лазерной плазмы: при умеренных лазерных потоках наносекундных импульсов на мишени ($I \sim 10^{11}-10^{14}$ Вт/см²) электронная температура горячего ядра плазмы зависит только от лазерного потока I и не зависит от атомного номера A мишени (для $1 < A < 74$) (см., например, [5, 17]. Это вызвано взаимокompенсацией двух противоположных факторов. С одной стороны, при фиксированной T_e с увеличением A увеличиваются потери на ионизацию. С другой стороны, эти потери компенсируются увеличением поглощенной на один ион энергии лазерного излучения [5, 17].

Таким образом, эксперименты включали исследование двух лазерных плазм, создаваемых при одних и тех же лазерных потоках на Mg и Fe мишенях. Рентгеновские спектры [H]- и [He]-подобных ионов Mg использовались для измерения T_e . ВУФ спектры Fe исследовались при таких же потоках с помощью спектрографа скользящего падения в том же спектральном диапазоне ($\lambda \sim 20-800$ Å), что и в экспериментах на установке “Z-Machine.” Эти эксперименты позволили приписать электронную температуру для каждого Fe спектра в диапазоне температур $T_e \sim 100-400$ эВ, ожидаемых в плазме А-К промежутка установки “Z-Machine”. Тем самым был разработан новый метод определения T_e по ВУФ спектрам для широкого диапазона температур. В дальнейшем, проведя сравнение экспериментальных и теоретических спектров, полученных для лазерной плазмы, со спектрами, наблюдавшихся в экспериментах на установке “Z-Machine”, этот метод позволил определить температуру электронов в А-К промежутке передающей линии.

Схема эксперимента с лазерной плазмой приведена на Рис. 12. Эксперимент проводился в ФИАН на установке «Феникс» (лазер на Nd стекле). Лазерное излучение (0.53 мкм/ 1 Дж/ 2 нс) фокусировалось на массивную Fe или Mg мишень с помощью линзы с фокусным расстоянием $f=300$ мм. Одновременно использовались два спектрометра: рентгеновский фокусирующий кристаллический спектрометр Гамоша и ВУФ спектрометр скользящего падения (GIS). Электронная температура лазерной плазмы варьировалась изменением плотности потока лазерного излучения на Fe и Mg мишенях. Для этого изменялось расстояние между линзой и мишенью при постоянной энергии лазерных импульсов ($E = 1$ Дж).

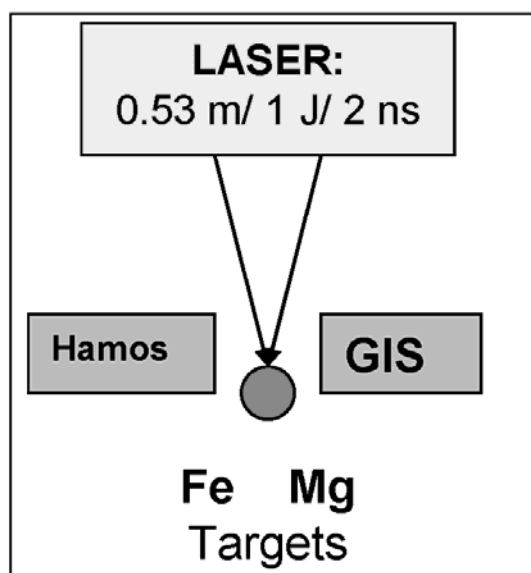


Рис.12. Схема экспериментов с лазерной плазмой: Hamos – рентгеновский фокусирующий кристаллический спектрометр; GIS – спектрограф скользящего падения.

Зависимость электронной температуры от плотности потока лазерного излучения на мишени хорошо известна (см., например, [5, 17]):

$$T_e \text{ (эВ)} = (130 \text{ эВ}) \cdot I^{4/9}, \quad (1)$$

где I – плотность потока лазерного излучения на мишени в единицах 10^{12} Вт/см². При условии оптимальной фокусировки диаметр пятна составлял величину $\phi \sim 20\text{-}50$ мкм. Это значение соответствует плотности потока $I \sim 2 \cdot 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см², при этом электронная температура лазерной плазмы может достигать значений $T_e \sim 500\text{-}1000$ эВ. Для уменьшения электронной температуры необходимо было существенно уменьшать плотность потока лазерного излучения на мишени, что осуществлялось за счёт увеличения размеров фокального пятна на мишени при фиксированной энергии лазерного импульса $E_L \sim 1$ Дж. Размер фокального пятна менялся за счёт уменьшения расстояния между фокусирующей линзой и мишенью, и варьировался в диапазоне от ~ 50 мкм до ~ 750 мкм при смещении линзы от положения оптимальной фокусировки на значение от $\Delta X = 0.6$ мм до $\Delta X = 7.6$ мм. Зависимость относительного (не абсолютного) значения диаметра фокального пятна ϕ от смещения линзы ΔX определялось по ожоговому пятну на фотоплёнке и представлена на Рис. 13. Эта зависимость могла

быть использована для оценки плотности мощности лазерного излучения на мишени и, следовательно, для оценки электронной температуры.

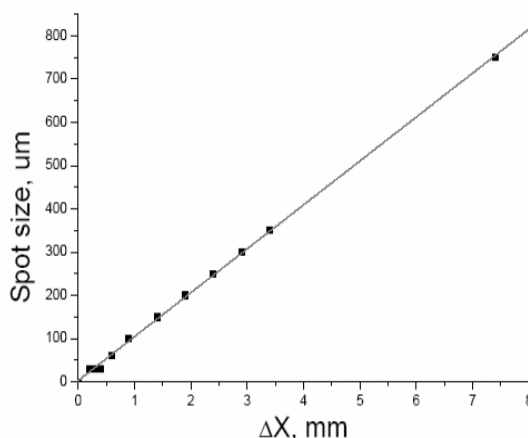


Рис.13. Зависимость диаметра фокального пятна ϕ от смещения фокусирующей линзы ΔX от положения оптимальной фокусировки.

Для более точного определения электронной температуры использовались методы рентгеновской спектроскопии. Рентгеновские спектры [H]- и [He]- подобных ионов Mg исследовались с помощью фокусирующего кристаллического спектрометра, выполненного по схеме Гамоша. В этой схеме кристалл изогнут по цилиндру, а источник рентгеновского излучения (лазерная плазма) и плоскость детектора располагаются на оси цилиндра [18]. При отражении от дуги кристалла каждая длина волны фокусируется в точке на оси спектрометра (см. Рис.14). Благодаря такой фокусирующей геометрии прибор имеет высокую эффективность в широком спектральном диапазоне [19]. В спектрометре в качестве диспергирующего элемента использовался кристалл слюды ($2d=19.84 \text{ \AA}$) с радиусом изгиба 20 мм. Внешний вид спектрометра показан на Рис.15. Рентгеновский спектр регистрировался с помощью абсолютно калиброванной ПЗС линейки, установленной в плоскости изображения [20]. ПЗС линейка (Toshiba TCD 1304 AP) состоит из 3724 ячеек. Ширина ячейки 8мкм, высота - 200мкм. Общая площадь детектирования (200 мкм)x(29.8 мм). Ранее спектрометр данного типа успешно использовался для рентгеновской диагностики наносекундной [19, 20] и фемтосекундной [21, 22] лазерной плазмы.

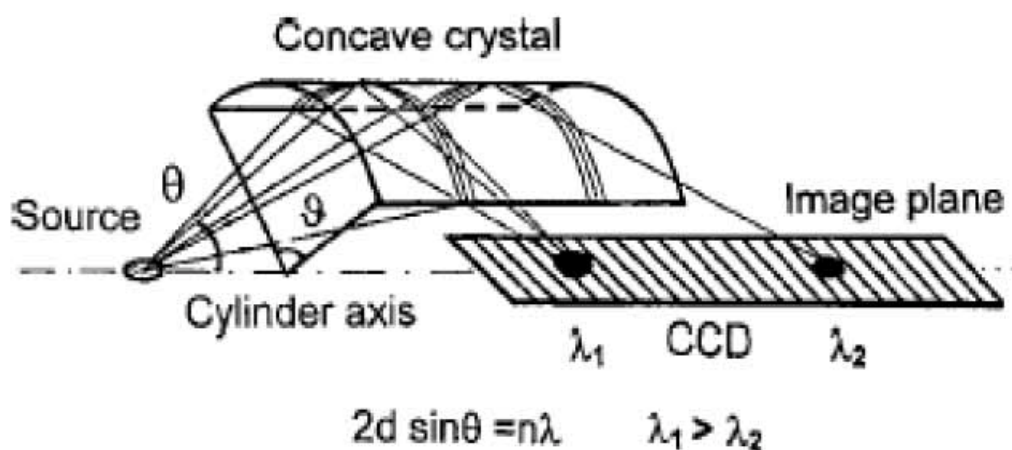


Рис.14. Схема спектрометра Гамоша.

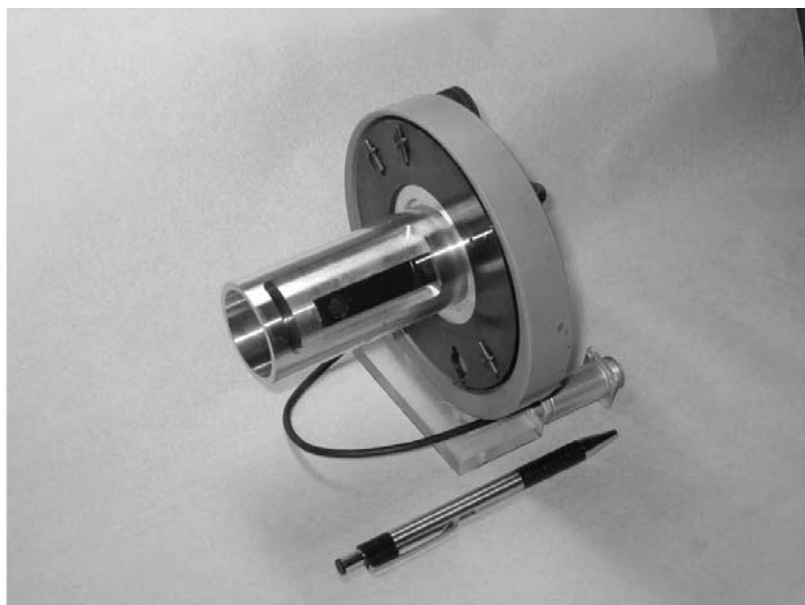


Рис.15. Внешний вид рентгеновского фокусирующего кристаллического спектрометра Гамоша.

Рентгеновский спектр многозарядных ионов Mg регистрировался в первом порядке отражения от кристалла слюды за один лазерный импульс. Используя данные по абсолютной калибровке ПЗС детектора [20] и кристалла слюды [19], регистрация спектров производилась в шкале абсолютной интенсивности. Максимальное значение спектральной разрешающей силы составляло $\lambda/\delta\lambda = 1000$. В качестве примера на Рис.16-18 приведены спектры ионов магния в окрестности [H]- и [He]- подобных резонансных линий (Ly_α и w , соответственно).

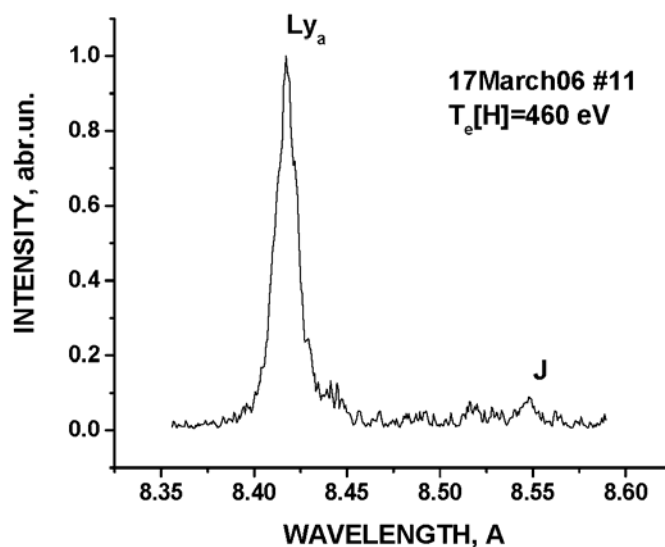


Рис.16. Пример спектра в окрестности резонансной линии Ly_α [H]-подобного иона Mg (положение фокусирующей линзы $\Delta X=0,8$ мм).

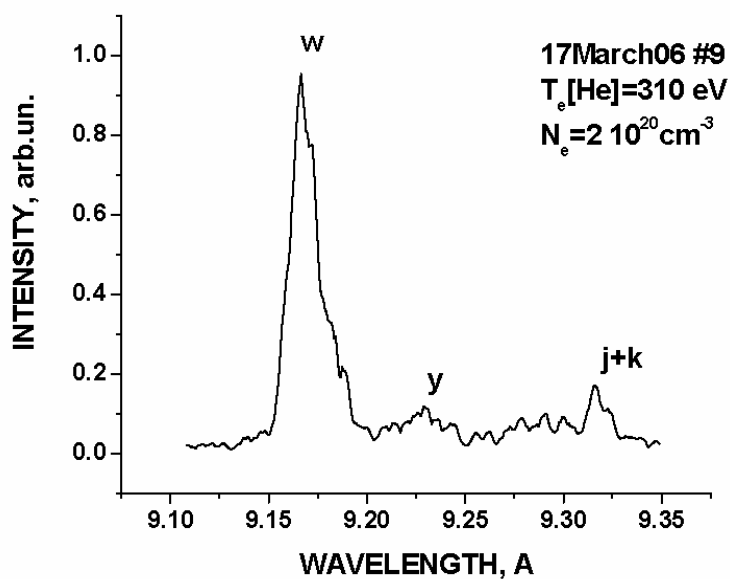


Рис.17. Пример спектра в окрестности резонансной линии w [He]-подобного иона Mg (положение фокусирующей линзы $\Delta X=1,6$ мм).

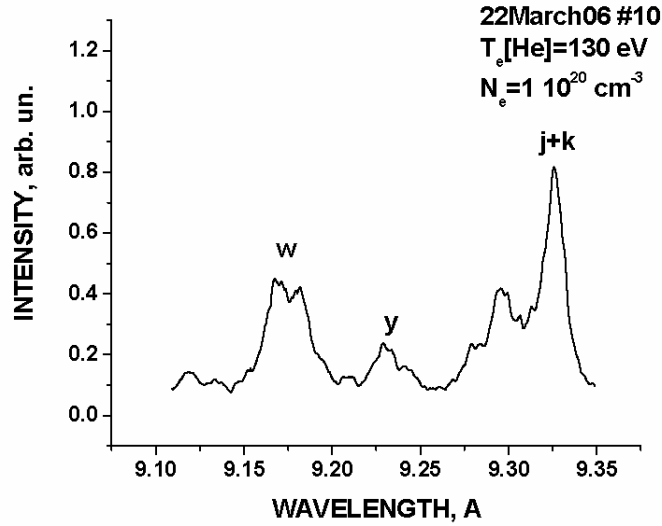


Рис.18. Пример спектра в окрестности резонансной линии w [He]-подобного иона Mg (положение фокусирующей линзы $\Delta X=5,6$ мм).

Электронная температура T_e [He] измерялась по отношению интенсивности диэлектронных сателлитов j,k и резонансной линии w [He]- подобных ионов (обозначения взяты из [14-16]). Температура T_e [H] определялась по отношению интенсивностей диэлектронного сателлита J и резонансной линии Ly_α [H]-подобного иона. В обоих случаях для определения T_e использовались данные теоретических расчётов [15,16]. Электронная плотность N_e определялась по отношению интенсивностей интеркомбинационной y и резонансной w линий [He]-подобного иона [23]. Используемые методы рентгеновской спектроскопии общеизвестны и широко применяются для диагностики плазмы. Измеренные зависимости $1/T_e$ [H] и $1/T_e$ [He] от положения ΔX фокусирующей линзы показаны на Рис. 19. Измеренная зависимость $1/T_e$ от ΔX хорошо аппроксимируется линейной функцией:

$$1/T_e = a + b(\Delta X), \quad (2)$$

где $a=(1.986 \pm 0.184)$, и $b=(0.886 \pm 0.062)$. Эта линейная аппроксимация хорошо согласуется с зависимостью $T_e \sim I^{4/9}$ (формула 1) ($1/T_e \sim I^{4/9} \sim (\Delta X)^{8/9}$). Ошибка в определении коэффициентов a and b ($\sim 10\%$ по среднеквадратичному разбросу) определяла точность измерения температуры T_e ($\sim 10\%$ для $T_e \sim 200$ эВ). Электронная плотность N_e измеренная по отношению интенсивностей резонансной w и интеркомбинационной линий y [He]- подобных ионов [23] (см. рис. 17,18) равнялась $N_e=(1 \div 2) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

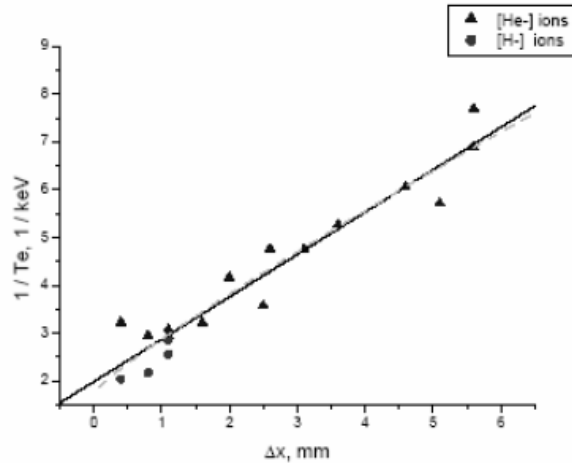


Рис.19. Измеренные величины $1/T_e$ [H] и $1/T_e$ [He] в зависимости от положения ΔX фокусирующей линзы. Жирная прямая – линейная аппроксимация:

$$1/T_e = a + b(\Delta X); \text{ пунктир} - 1/T_e = a + b(\Delta X)^{0,891}.$$

Спектрометр Гамоша так же устанавливался в экспериментах по регистрации ВУФ спектров железа. Мониторинг мягкого рентгеновского излучения производился на длине волны $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$. Основной вклад в этот спектральный диапазон вносит излучение ионов FeXVII и более высоких кратностей ионизации. Эти ионы появляются при высоких температурах: $T_e > 300 \text{ эВ}$, и соответственно, рентгеновский сигнал является хорошим индикатором высокой электронной температуры. Отношение сигнал-шум показано на Рис. 20.

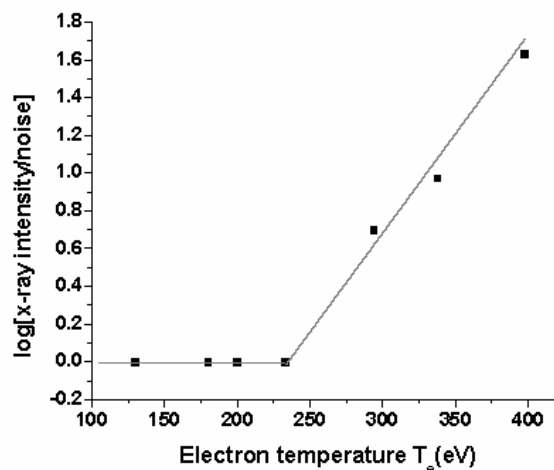


Рис.20. Отношение сигнал/шум для интенсивности спектра на длине волны $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$ в зависимости от электронной температуры T_e .

ВУФ спектры железа регистрировались с помощью спектрографа скользящего падения GIS. Геометрия и параметры GIS были аналогичны спектрогра-

фу GIS-S, применявшемся в экспериментах на установке “Z-Machine”. В качестве детектора излучения применялась та же фотоплёнка УФ-4. Плёнка располагалась на расстоянии $r_b=90$ мм от центра дифракционной решётки, что соответствовало центральной длине волны $\lambda_0 \sim 55 \text{ \AA}$ (оптимальная фокусировка). Между входной щелью и решёткой устанавливалась диафрагма шириной 1.5 мм. Входная щель GIS (ширина 15 мкм) располагалась на расстоянии 20 мм от лазерной плазмы, создаваемой на поверхности Fe мишени (чистота 99.9%). В эксперименте использовались реплика и оригинал дифракционной решётки 300 штр/мм.

ВУФ спектры регистрировались при различных положениях ΔX фокусирующей линзы. Электронная температура для каждой позиции определялась по измерениям в рентгеновском диапазоне спектра (см. выше). Шкала длин волн восстанавливалась по реперным линиям [H]- и [He]- подобных ионов углерода (в данном случае использовалась полиэтиленовая CH_2 мишень). На Рис.21 представлены спектры железа, зарегистрированные в широком диапазоне длин волн ($\lambda \sim 0\text{-}400 \text{ \AA}$). В этих экспериментах использовалась реплика дифракционной решётки. Спектры более высокого качества, полученные при использовании оригинала дифракционной решётки, показаны на Рис.22-25. В Табл. 1 перечислены некоторые параметры представленных спектров. Спектры железа исследовались в диапазоне температур $T_e = 114\text{-}400$ эВ.

Таблица 1. Электронная температура T_e лазерной плазмы Fe, создаваемой при различных положениях фокусирующей линзы (ΔX).

Fe film #	ΔX , mm	$1/T_e$ kev	T_e , eV
20_04_#5_II	7.6	8.7	114
20_04_#5 centr	3.6	5.2	193
20_04_#3 centr	2.6	4.3	233
20_04_#5_1	0.6	2.5	397

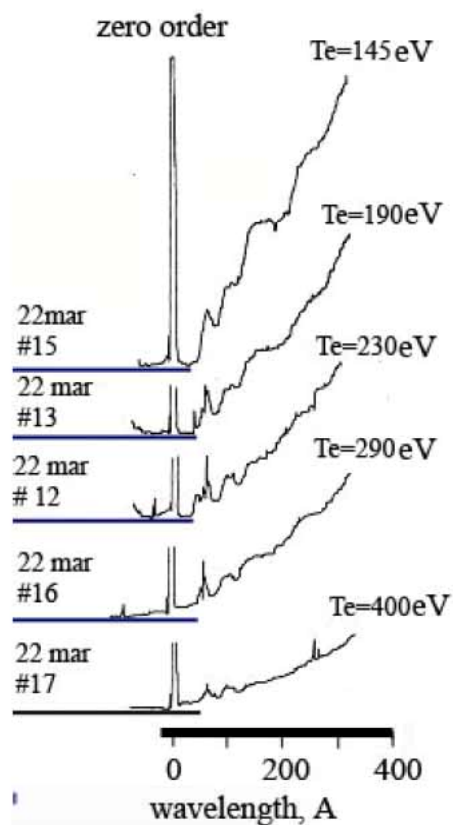


Рис.21. Микроденситограммы ВУФ спектров Fe, зарегистрированных при различных температурах $T_e=145-400$ эВ.

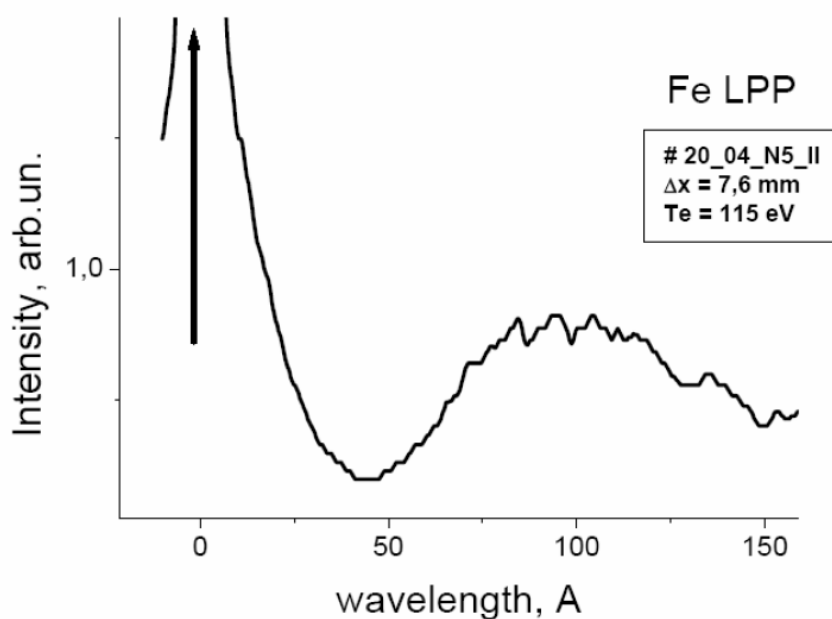


Рис.22. ВУФ спектр лазерной плазмы Fe при положениях фокусирующей линзы $\Delta X = 7.6$ мм и при $T_e=115$ эВ.

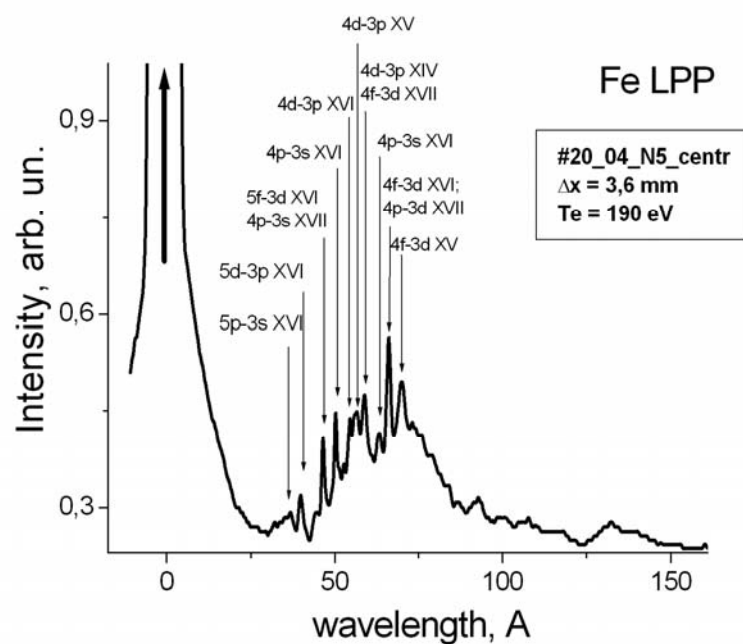


Рис.23. ВУФ спектр лазерной плазмы Fe при положениях фокусирующей линзы $\Delta X = 3.6 \text{ мм}$ и при $T_e = 193 \text{ эВ}$.

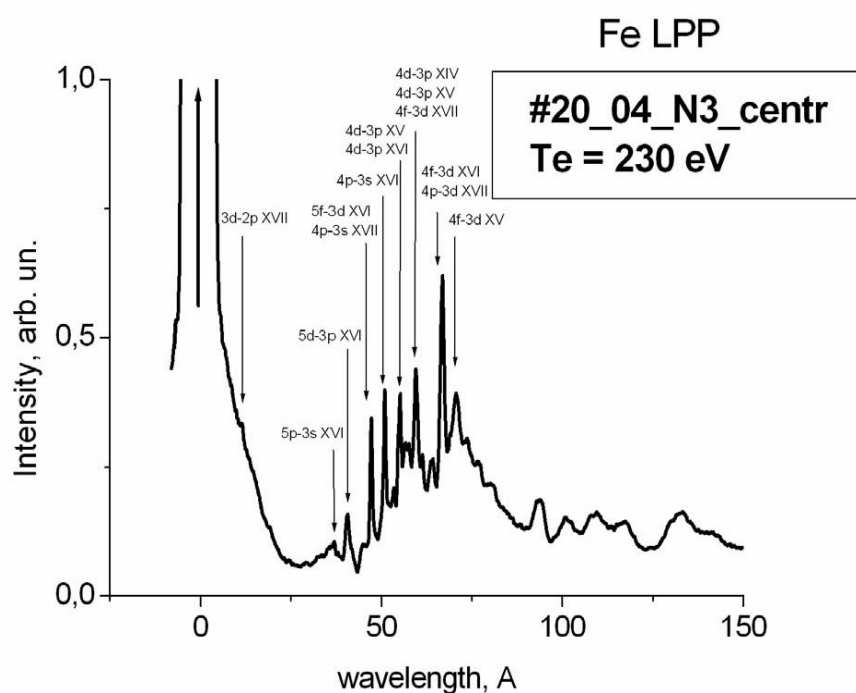


Рис.24. ВУФ спектр лазерной плазмы Fe при положениях фокусирующей линзы $\Delta X = 2.6 \text{ мм}$ и при $T_e = 233 \text{ эВ}$.

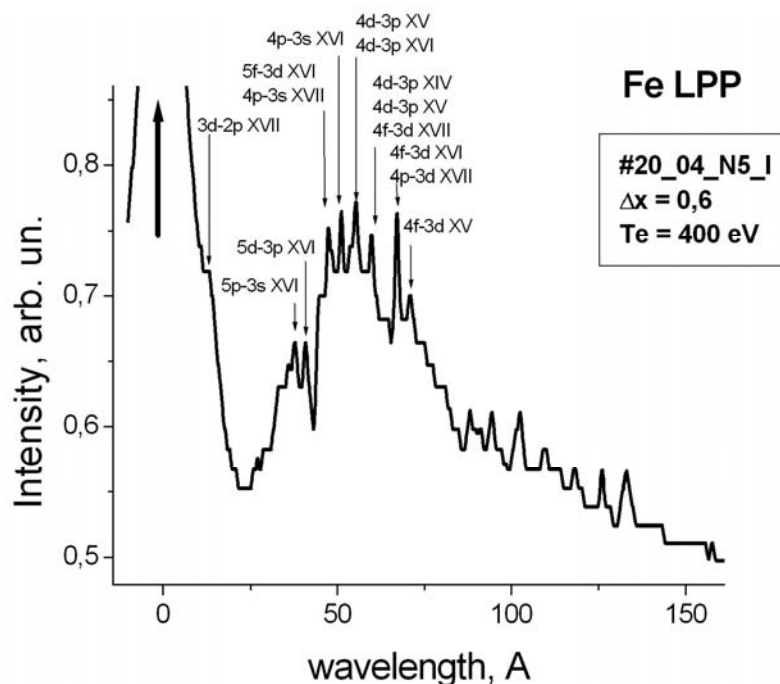


Рис.25. ВУФ спектр лазерной плазмы Fe при положениях фокусирующей линзы $\Delta X = 0.6$ мм и при $T_e = 397$ эВ.

Теоретические расчёты

Теоретические расчёты длин волн, вероятностей переходов, сечений возбуждения, распределения ионов по кратностям ионизации и ВУФ спектров Fe производились с помощью кода «*Flexible atomic code*» [24]. «*Flexible atomic code*» (FAC) – это пакет универсальных программ для расчёта различных атомных характеристик. Используемый пакет включал в себя так же другие дополнительные коды (CIV3, SUPERSTRUCTURE, много-конфигурационные коды Hartree-Fock (MCHF) и Dirac-Fock (MCDF), пакет HULLAC) [25]. Расчёты длин волн, вероятностей дипольных переходов, а так же сечений возбуждения для переходов между уровнями с главными квантовыми числами $n=2-5$ производились для ионов FeIII ($3p^6 3d^6$) - FeXVII ($2s^2 2p^6$). Теоретический расчёт так же включал в себя исследование ионизационного равновесия и моделирование спектров Fe для различных электронных температур T_e и спектрального разрешения $\lambda/\delta\lambda$.

Ионизационное равновесие рассчитывалось в корональном приближении. Корональное равновесие выполняется, если электронная плотность N_e удовлетворяет условию [26]:

$$N_e \ll N_e^*,$$

где

$$N_e^* = A_i / \langle \nu \sigma_{ik} \rangle = (\text{вероятность перехода}) / (\text{скорость возбуждения}) \quad (3)$$

Условие может быть переписано в виде:

$$\left(\frac{N_e}{10^{16} \text{ cm}^{-3}} \frac{n^7}{Z^7} \right) \ll 1 \quad (4)$$

Для электронной плотности $N_e \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, главного квантового числа $n=3$ и степени ионизации $Z \sim 15$ ионов железа, вносящих вклад в спектр, условие (3) выполняется. Ионизационное равновесие для ионов железа рассчитывалось с помощью функции (*FracAbund*) CRM (столкновительно-излучательная модель оптически тонкой плазмы) модуля FAC.

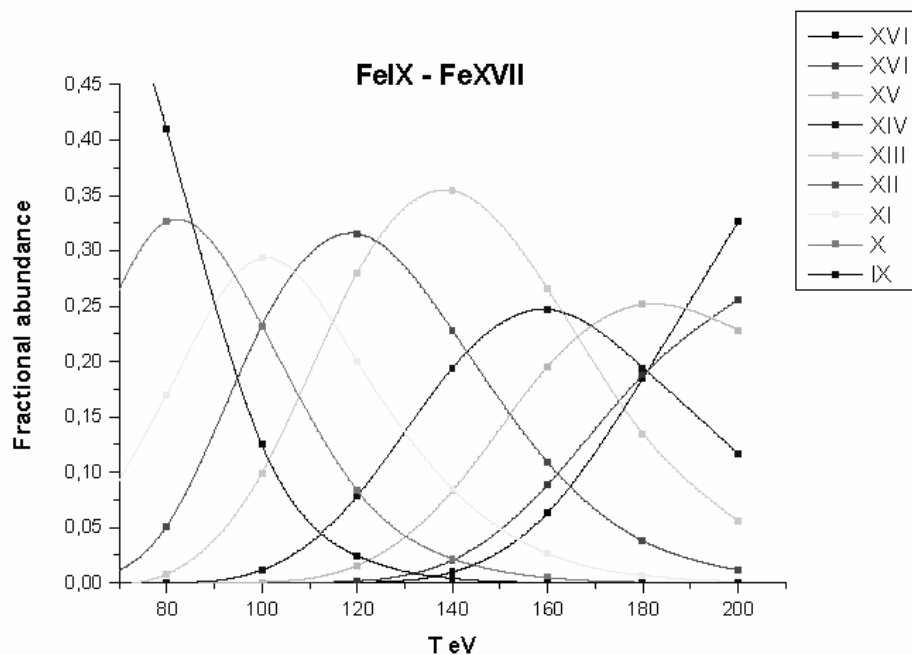


Рис.26*. Относительные концентрации ионов Fe, вычисленные в корональном приближении. (* - цветные копии рисунков представлены в приложении в середине препринта)

Функция *FracAbund* (A, T_e) является температурной зависимостью относительных концентраций ионов для элементов с атомным номером A . Результаты расчетов для ионов железа представлены на Рис.26.

В корональной плазме уровни возбуждаются столкновительным образом из основного состояния и распадаются излучательно с соответствующими коэффициентами ветвления. В данном расчёте учитывались скорости возбуждения ионов железа из основного состояния, кроме ионов FeXV($3s^2$), FeXVI ($3s$) и FeXVII($2s^2 2p^6$).

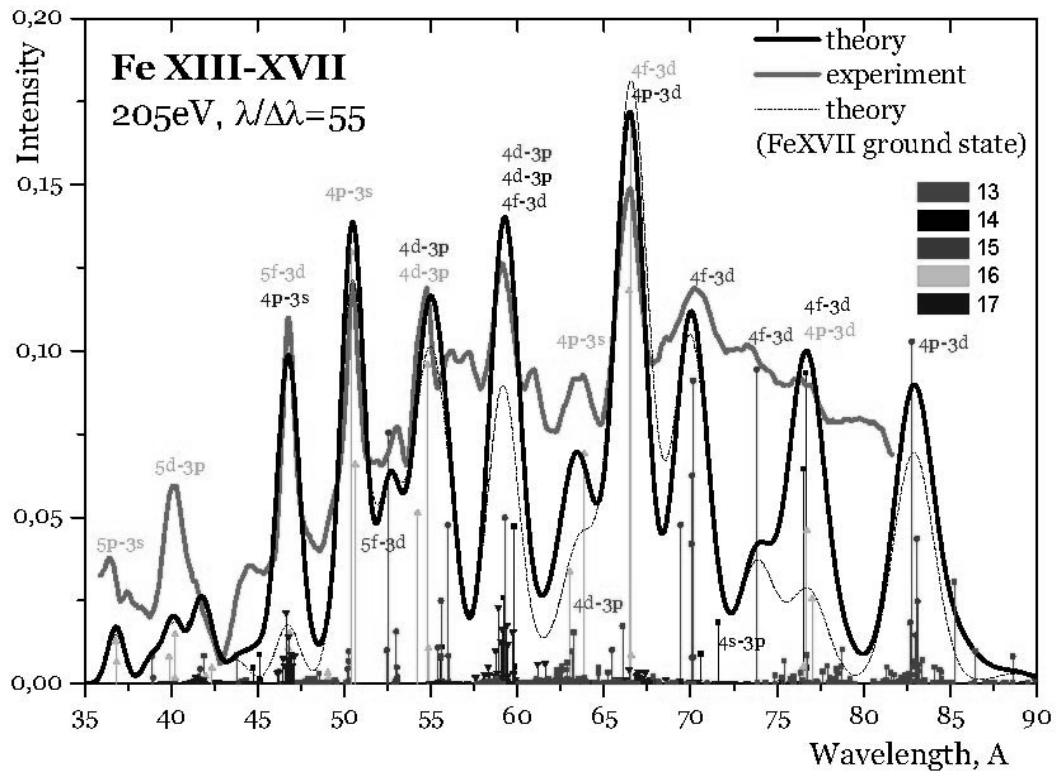


Рис.27*. Сравнение экспериментального и теоретических спектров в различных приближениях при $T_e=205$ эВ и $\lambda/\delta\lambda=55$.

Эксперименты показали, что для температур $T_e=170-240$ эВ наиболее интенсивные линии ионов FeXV-FeXVI в спектральном диапазоне $\lambda \sim 30-90$ Å соответствуют переходам $4f-3d$ (Рис.27). Однако, скорость возбуждения уровня $4f$ из основного состояния ионов FeXV-FeXVI очень мала. Это означает, что заселённость уровней с $3p$ и $3d$ может быть велика. Наилучшее же согласие с экспериментом достигается, если считать, что уровень $3p$ находится в термодинамическом равновесии, а уровень $3d$ - в корональном равновесии с основным уровнем в ионах FeXV($3s^2$) и FeXVI ($3s$). Это может быть вызвано тем, что уровень $3p$ энергетически находится в три раза ближе ($\Delta E \sim 30$ эВ) к основному уровню $3s$, чем уровень $3d$ ($\Delta E \sim 90$ эВ). По этой причине термодинамическое равновесие для уровней $3s-3p$ устанавливается по плотности электронов гораздо раньше, чем для уровней $3s-3d$. Этот факт иллюстрируется Табл.2, в которой приведен пара-

метр $\frac{\langle v\sigma_{k-k'} \rangle}{A_{k-k'}}$, характеризующий критерий коронального приближения (см. фор-

мулу (3)). Видно, что этот параметр для переходов $3p-3d$ на порядок меньше, чем для переходов $3s-3p$. Теоретический спектр в этом приближении (обозначен как FeXVII ground state) приведен на Рис.27.

Таблица 2.

Параметр $\frac{\langle v\sigma_{k-k'} \rangle}{A_{k-k'}}$ для переходов в ионах FeXV и FeXVI при $T_e=200$ эВ.

Ион	переход, $k-k'$	ΔE	$\frac{\langle v\sigma_{k-k'} \rangle}{A_{k-k'}}$
FeXV	$3s3p-3s^2$	$\sim 30\text{eV}$	$\sim 2 \cdot 10^{-19}$
FeXV	$3s3d-3s3p$	$\sim 60\text{eV}$	$\sim 2 \cdot 10^{-20}$
FeXVI	$3p-3s$	$\sim 30\text{eV}$	$\sim 2 \cdot 10^{-19}$
FeXVI	$3d-3p$	$\sim 50\text{eV}$	$\sim 3 \cdot 10^{-20}$

Экспериментальные спектры показывают, что возбуждение уровней с $n=4$ происходит и с уровней с $n=3$ в ионе FeXVII ($2s^2 2p^6$). При этом вопрос о механизме заселения уровней с $n=3$ в этом ионе остается открытым. Теоретический спектр с учетом того, что уровни $3s$, $3p$ находятся в термодинамическом равновесии с основным уровнем, приведен на Рис.27. Учет этого эффекта также приводит к улучшению согласия с экспериментальным спектром, особенно в области $\lambda \sim 44$ и $58 \text{ \AA}$.

Таким образом, для ионов FeXV-FeXVII теоретические расчеты учитывали возбуждение из основного состояния и из состояний $3s, 3p$ при условии, что они находятся в термодинамическом равновесии относительно основного состояния (формула Больцмана):

$$n_k = \frac{g_k \exp\left(-\frac{\Delta E_k}{T_e}\right)}{\sum_{k'} g_{k'} \exp\left(-\frac{\Delta E_{k'}}{T_e}\right)}, \quad (5)$$

где g – статвес, ΔE – энергия уровня, относительно основного состояния.

В результате, интенсивность линии для иона Z при температуре T_e равнялась:

$$I_{up-low}(Z, T_e) = FrakAbund(Z, T_e) \cdot \sum_k n_k \left\langle v \sigma_{k-up} \right\rangle_{T_e} \cdot \frac{A_{up-low}}{\sum_{low'} A_{up-low'}} \quad (6)$$

Для сравнения теоретических и экспериментальных спектров с разрешением $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ мы использовали свёртку с аппаратной (гауссовой) функцией:

$$I(x, r, T_e) = \sum_{x_i} \frac{1}{\sqrt{\pi} x_i / r} I_i(Z, T_e) e^{-\left(\frac{x-x_i}{x_i / r}\right)^2}, \quad (7)$$

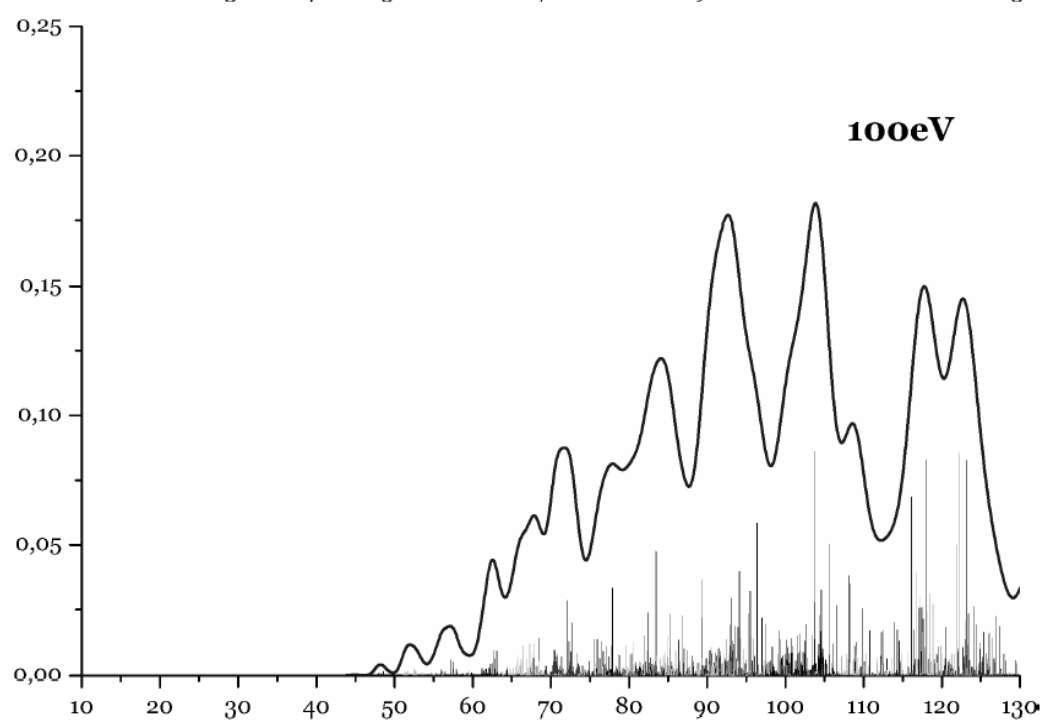
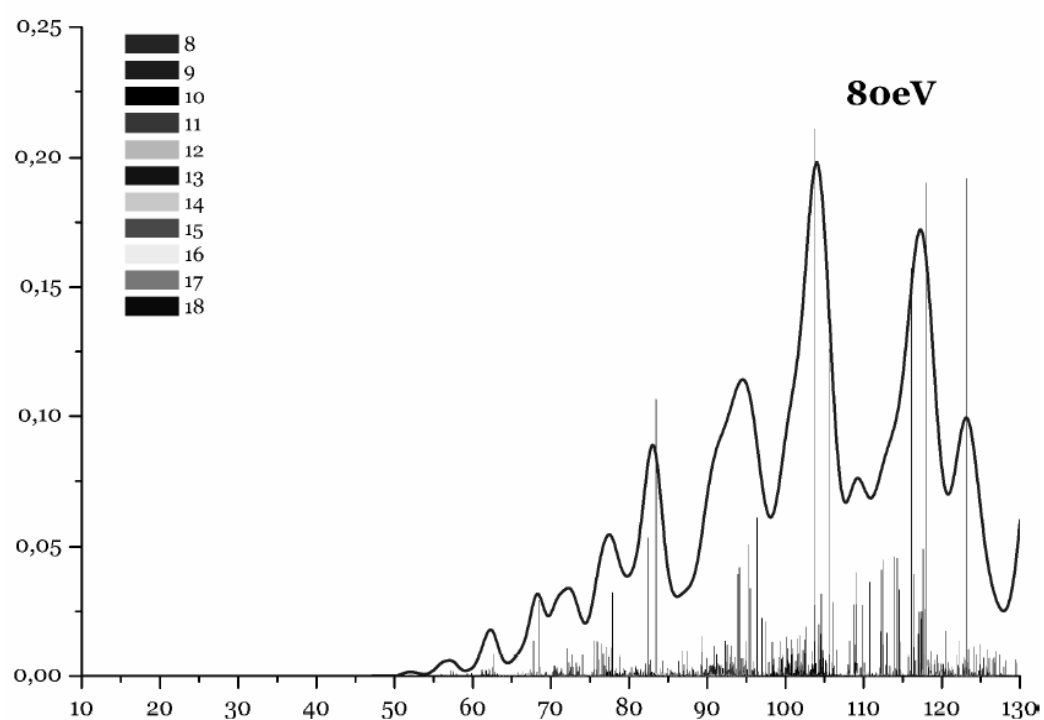
где суммирование производится по всем Z , включённым в модель.

Результаты теоретических расчётов приведены на Рис. 27-30.

Fe VIII-XVIII

$$\lambda/\Delta\lambda=60$$

Intensity



Wavelength, Å

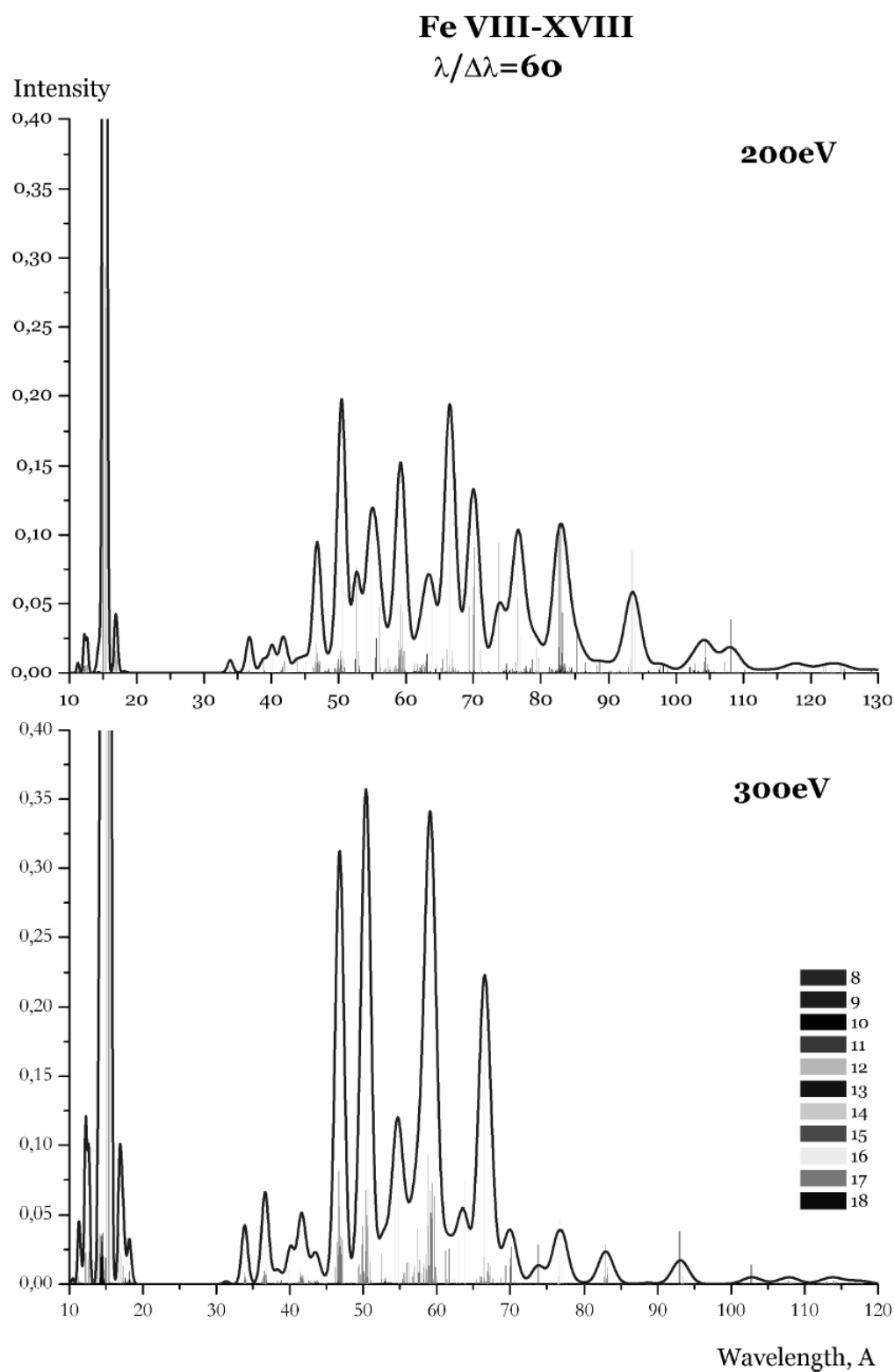
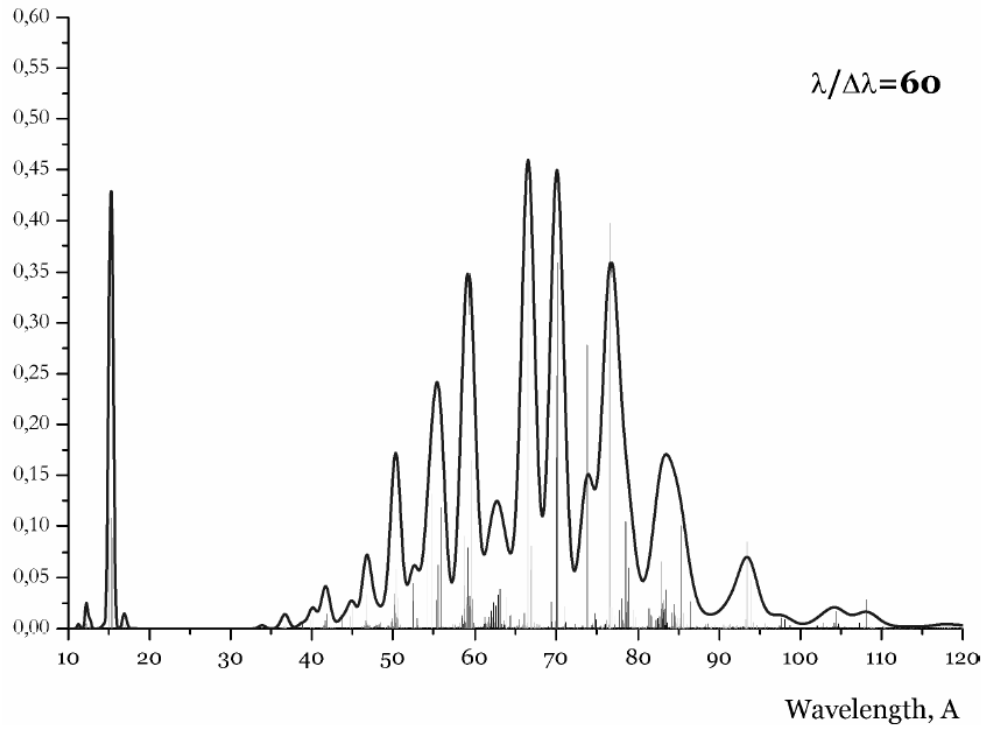
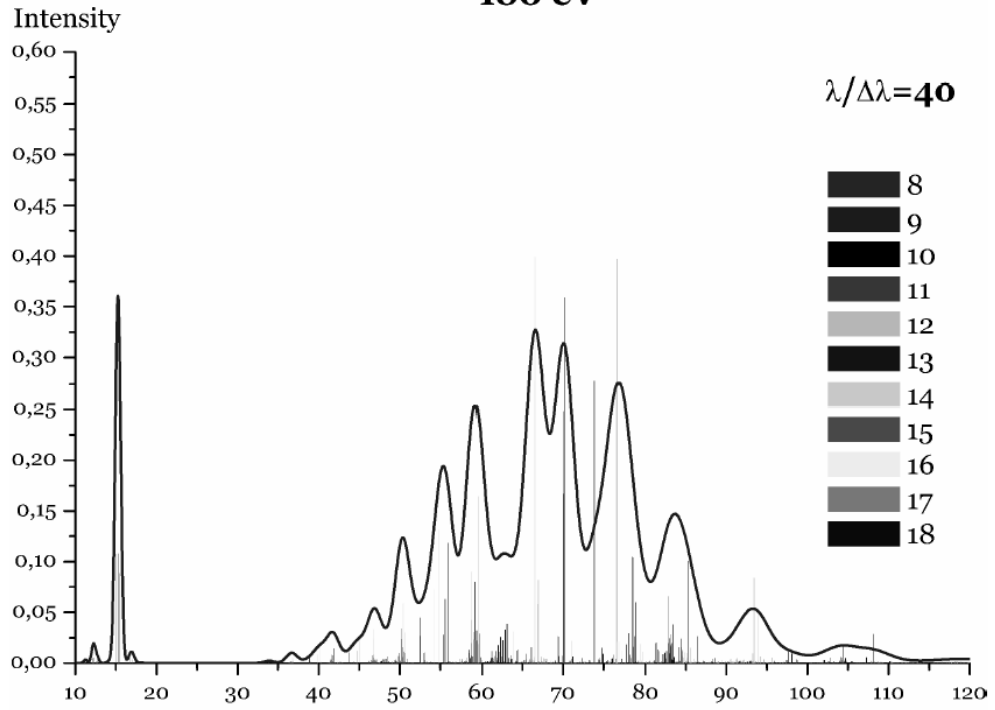


Рис.28*. Синтезированные теоретические спектры Fe высокого разрешения ($\lambda/\delta\lambda=60$) при различных температурах: $T_e=80, 100, 200, 300$ эВ.

Fe VIII-XVIII 180 eV



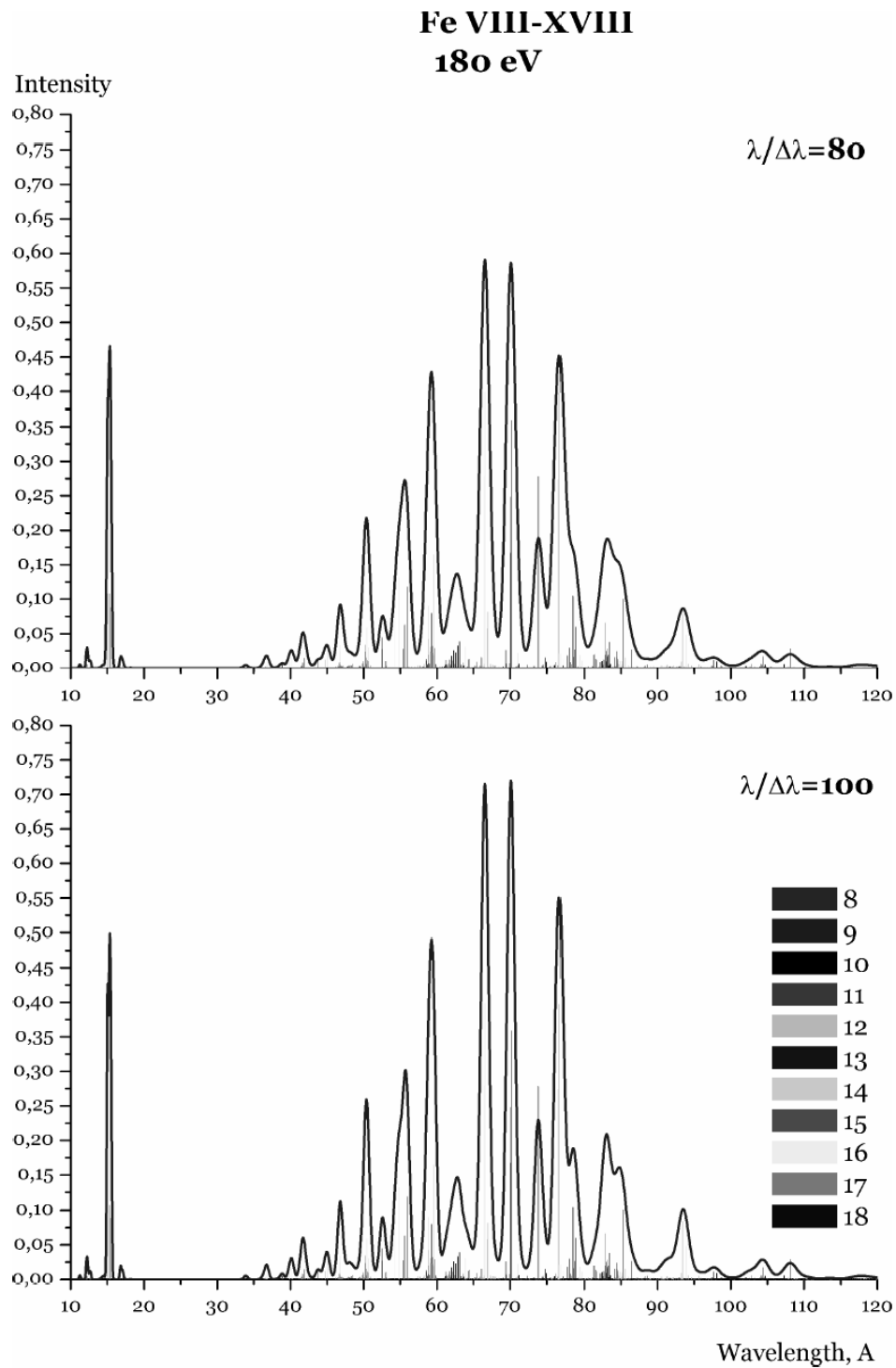


Рис.29*. Синтезированные теоретические спектры Fe при температуре $T_e = 180$ эВ для различного спектрального разрешения: $\lambda/\delta\lambda = 40, 60, 80, 100$.

Fe VIII-XVIII

$$\lambda/\Delta\lambda=20$$

Intensity

0,25

0,20

0,15

0,10

0,05

0,00

10

20

30

40

50

60

70

80

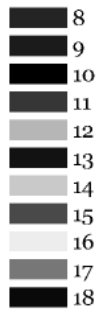
90

100

110

120

130



80eV

0,25

0,20

0,15

0,10

0,05

0,00

10

20

30

40

50

60

70

80

90

100

110

120

130

100eV

Wavelength, Å

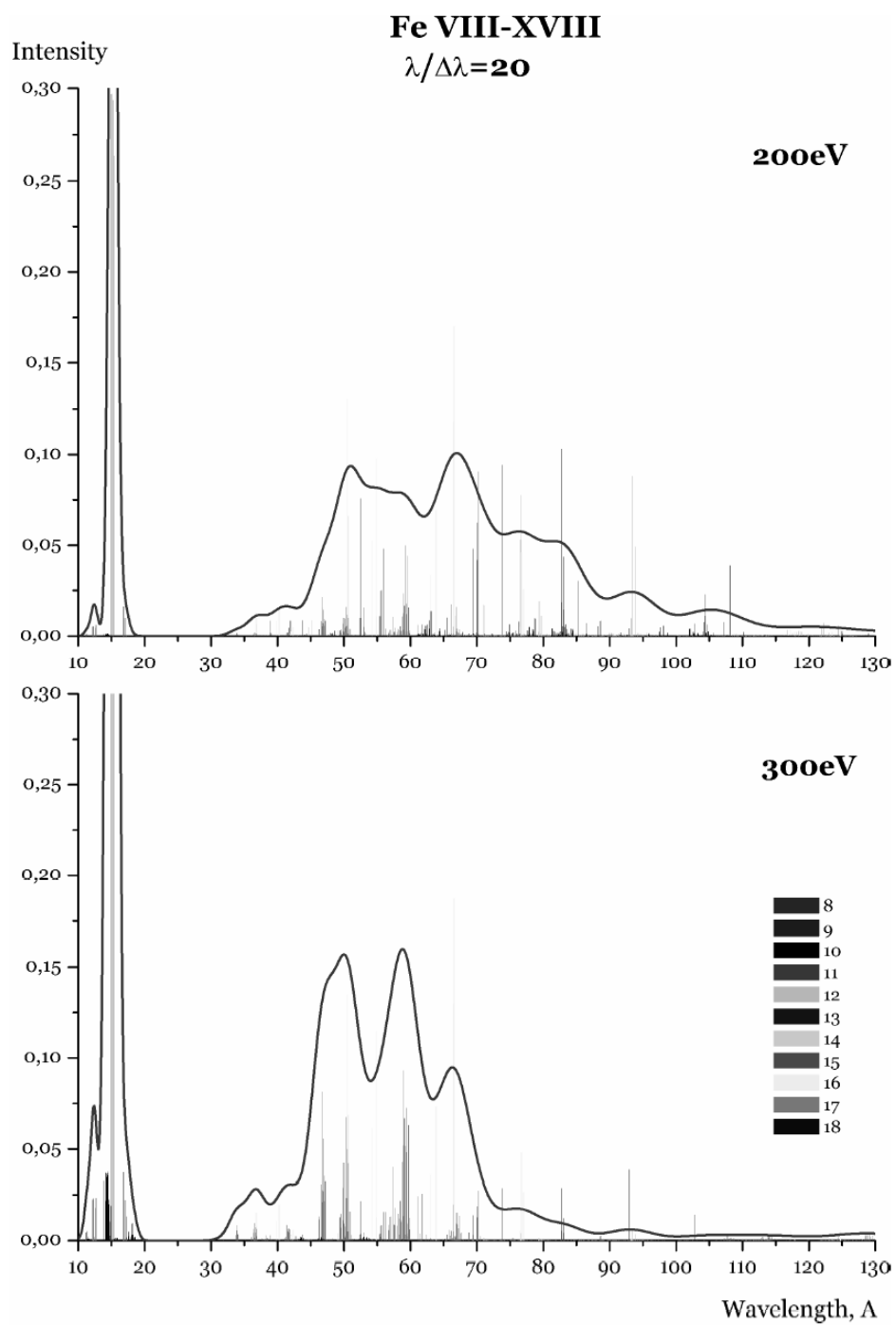


Рис.30*. Синтезированные теоретические спектры Fe низкого разрешения ($\lambda/\delta\lambda=20$) при различных температурах: $T_e=80, 100, 200, 300$ эВ.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Лазерная плазма

ВУФ спектры лазерной плазмы Fe в широком диапазоне длин волн представлены на Рис.21. При увеличении электронной температуры T_e наблюдалось перераспределение интенсивности из длинноволновой в коротковолновую область спектра. При низких температурах $T_e \sim 140$ эВ наибольшая интенсивность была сконцентрирована в длинноволновой области спектра ($\lambda \sim 400$ Å). При высоких $T_e \sim 400$ эВ длинноволновая область практически отсутствовала.

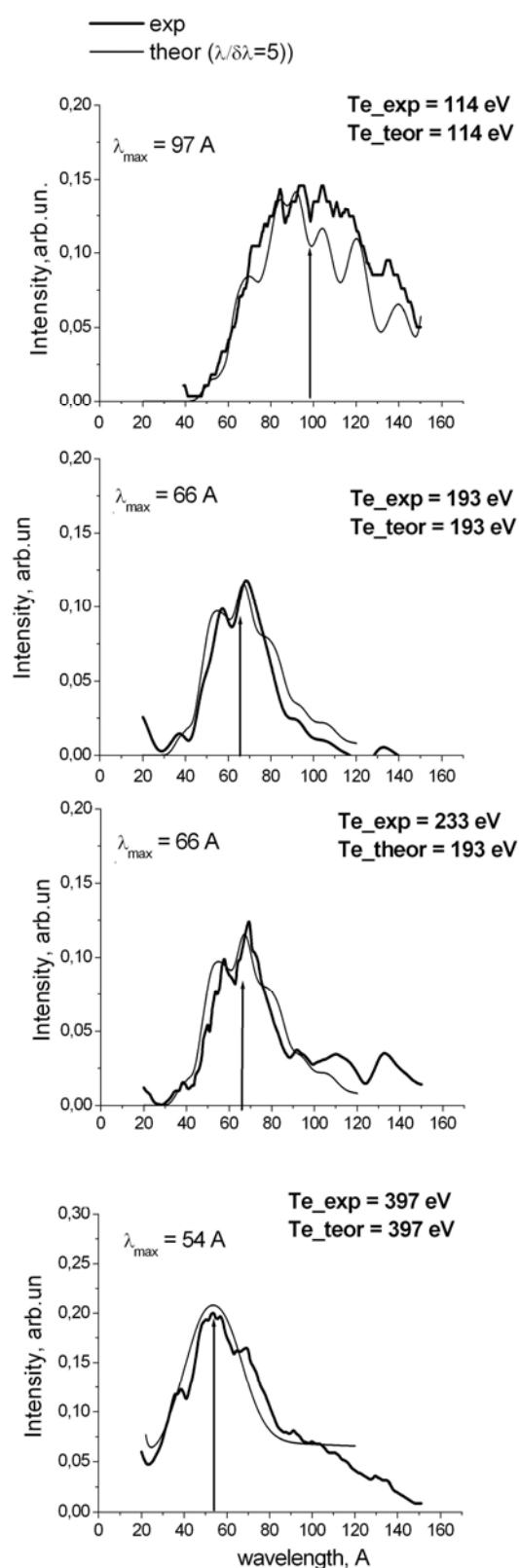


Рис. 31. Сравнение экспериментальных и синтезированных теоретических спектров низкого спектрального разрешения. Теоретические спектры вычислены при условии совпадения с экспериментальными длины волны $\lambda_{\max}$ максимальной интенсивности спектрального распределения.

Спектры Fe с более высоким разрешением в спектральном диапазоне $\lambda \sim 0-150 \text{ \AA}$ приведены на Рис. 22-25. Спектральные линии, наблюдавшиеся в диапазоне $\lambda \sim 35-85 \text{ \AA}$, были идентифицированы как 4-3 и 5-3 переходы в ионах FeXIII-FeXVII (Рис.22-25, 27). Для идентификации переходов использовались теоретические расчёты длин волн и интенсивностей спектральных линий (см. предыдущий раздел «Теоретические расчёты»). Структура экспериментальных спектров и интенсивности линий хорошо соответствуют теоретическим спектрам при аналогичных электронных температурах (Рис.27) и очень чувствительны к электронной температуре. При повышении температуры степень ионизации железа увеличивается, что наблюдается как на экспериментальных (Рис.22-25), так и на расчетных спектрах (Рис.28, 30). Это приводит к сдвигу спектра в коротковолновую область. Сдвиг “центра тяжести” спектра показан на Рис.31-32. Видно, что длина волны λ_{max} , соответствующая максимуму интенсивности спектрального распределения, так же чувствительна к электронной температуре T_e . Отметим, что экспериментальная зависимость λ_{max} от T_e хорошо согласуется с теоретическими расчётами (Рис.32).

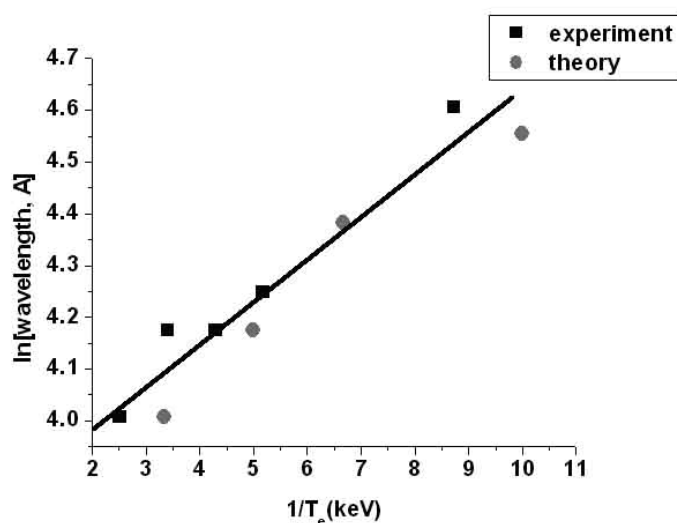


Рис.32. Экспериментальная и теоретическая зависимость $\ln(\lambda_{max})$ от $1/T_e$.

Экспериментальные и теоретические данные могут быть аппроксимированы формулой:

$$\ln(\lambda_{max}, \text{\AA}) = A \{1/T_e(\text{keV})\} + B. \quad (8)$$

В данном методе ошибки в коэффициентах **A** и **B** определяют точность измерения T_e , например, $\lambda_{max} = 70 \text{ \AA}$ соответствует $T_e = 200 \text{ эВ} \pm 30 \text{ эВ}$ (15%).

Разработанный таким образом новый спектральный метод определения T_e по максимуму распределения интенсивности в сложных спектрах элементов с большими атомными номерами является универсальным и может применяться для других элементов (например, для W – диагностика плазмы многопроволочного Z-пинча, Sn – проекционная ВУФ литография).

Другой отличительной особенностью ВУФ спектров Fe является структура нулевого порядка. При низких температурах нулевой порядок представляет собой гладкий пик и не обладает никакими особенностями. При температуре $T_e \geq 250$ эВ в структуре нулевого порядка появляются особенности, которые могут быть интерпретированы как появление в спектре $\lambda \sim 15$ Å. Эта длина волны может соответствовать резонансному переходу в [Ne]-подобном ионе FeXVII. Это означает, что излучение данного иона доминирует в спектре.

В результате экспериментальных и теоретических исследований лазерной плазмы Fe можно выделить три области спектра, чувствительных к температуре (Рис.33): структура спектра при высоком спектральном разрешении (спектральный диапазон $\lambda \sim 30-90$ Å), длина волны λ_{max} максимума распределения интенсивности с низким спектральным разрешением, а так же структура нулевого порядка. Эти области спектра могут быть использованы для диагностики Fe плазмы.

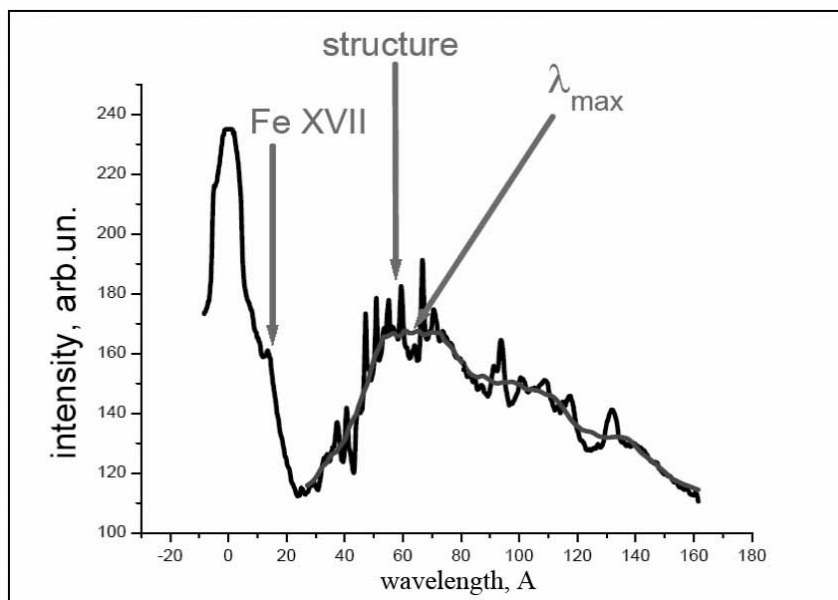


Рис.33. Чувствительные к температуре T_e области ВУФ спектра Fe.

Отметим, что применение этих методов ВУФ диагностики плазмы, вероятно, ограничено температурой $T_e \leq 300$ эВ. При более высоких температурах наблюдалось резкое увеличение выхода мягкого рентгеновского излучения в рай-

оне $\lambda \sim 10$ Å (Рис.20). Этот спектральный диапазон соответствует L – спектрам [Ne]-,...,[Li]- подобных ионов железа. Спектральные линии основных серий этих ионов заполняют диапазон $\lambda \sim 6-15$ Å. В этом случае спектр представляет собой суперпозицию огромного количества линий. Более эффективная диагностика могла бы быть основана на методах рентгеновской спектроскопии.

Плазма в А-К промежутке “Z-Machine”

ВУФ спектры плазмы А-К промежутка в спектральном диапазоне $\lambda=0-200$ Å представлены на Рис.34,35. На этих спектрах можно отметить некоторые особенности, обозначенные символами со стрелками.

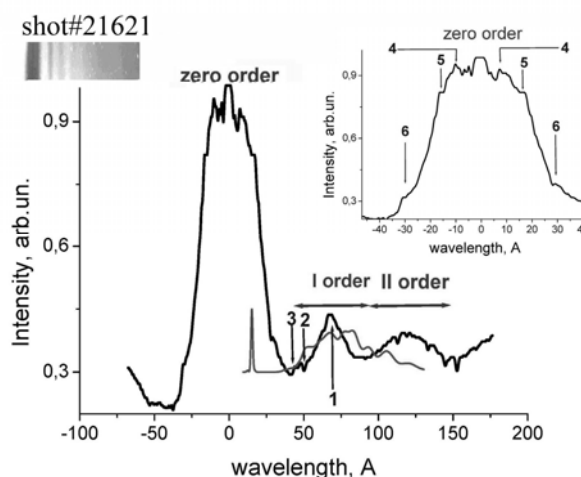


Рис.34*. Идентифицированный ВУФ спектр Fe плазмы А-К промежутка (Shot # 21621 EUV, 01/11/2006).

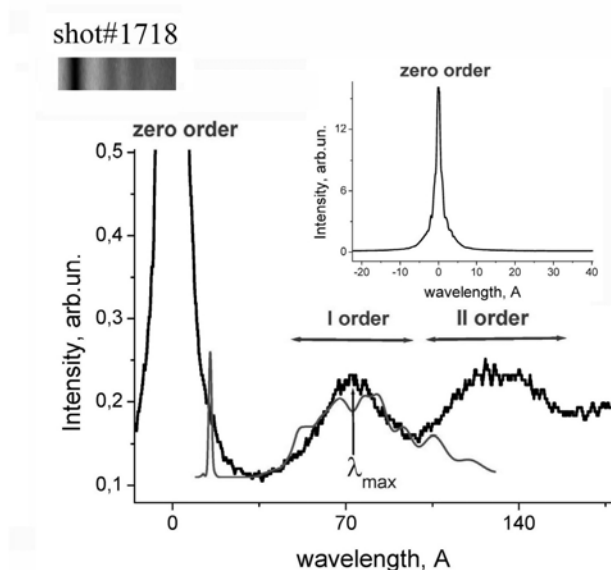


Рис.35*. Идентифицированный ВУФ спектр Fe плазмы А-К промежутка (Shot # 1718, 23/05/2006).

Два широких пика в диапазонах $\lambda \sim 50-80 \text{ \AA}$ и $\lambda \sim 100-160 \text{ \AA}$ были идентифицированы как излучение ионов FeXIII-FeXVII (для сравнения, см. Рис.28,30) в первом и втором порядке отражения от дифракционной решётки. Положение максимума распределения интенсивности обозначено символом **1**. В обоих спектрах $\lambda_{\max} \sim 70 \text{ \AA}$.

Интенсивные переходы $3s-4p$ иона FeXVI обозначены символом **2**.

Интенсивные переходы $3d-5f$ в ионе FeXVI и $3s-4p$ в ионе FeXVII обозначены символом **3**.

Структура нулевого порядка обладает тремя особенностями:

Особенность **5** может соответствовать резонансному $2p-3d$ переходу в [Ne]-подобном ионе FeXVII ($\lambda=15 \text{ \AA}$) или характеристической линии L_{α} Fe (см. ниже).

Особенность **6** идентифицировать не удалось.

Наблюдаемый максимум спектрального распределения интенсивности $\lambda_{\max} \sim 70 \text{ \AA}$ позволяет оценить значение электронной температуры T_e плазмы в А-К промежутке. Согласно формуле (10) значению $\lambda_{\max} \sim 70 \text{ \AA}$ соответствует электронная температура

$$T_e = (200 \pm 30) \text{ eV.} \quad (9)$$

Для сравнения на Рис.34,35 тонкой линией приведен теоретический спектр, соответствующий этому значению T_e . Наблюдается хорошее согласие с экспериментальным спектром.

Ион FeXVII является максимальной степенью ионизации, наблюдавшейся в спектрах. Переходы иона FeXVII вносят вклад в наблюдаемый спектр в диапазоне $\lambda=50-70 \text{ \AA}$ (см. Рис.27-30). Длина волны $\lambda=47 \text{ \AA}$ соответствует переходу $4p-3s$ (особенность, обозначенная на Рис.34 символом **3**) и $\lambda=15 \text{ \AA}$ – резонансному переходу $2p-3d$ в [Ne]-подобном ионе FeXVII (особенность на нулевом порядке, обозначенная на Рис.34 символом **5**). Эта максимальная степень ионизации также позволяет сделать грубую оценку значения T_e . Потенциал данной степени ионизации $E_i=1262 \text{ эВ}$ [5]. В плазме с электронной температурой T_e потенциал ионизации наблюдаемых ионов E_i может быть оценен как $E_i \sim 5 \cdot T_e$ в корональном приближении, и как $E_i \sim 10 \cdot T_e$ для термодинамического равновесия (см., например, [5]). Таким образом, для $E_i=1262 \text{ эВ}$ мы получаем $T_e=250 \text{ эВ}$ и $T_e=130 \text{ эВ}$ для коронального и термодинамического равновесия, соответственно, или

$$T_e = (190 \pm 60) \text{ эВ} \quad (10)$$

- значение T_e , не зависящее от типа ионизационного равновесия. Значение T_e измеренное через λ_{max} (формула (9)) лежит внутри доверительного интервала для оценки значения T_e (формула (10)) по максимальной степени ионизации (ион FeXVII).

Дополнительные факторы и ограничения

В этом параграфе рассматриваются другие дополнительные факторы, пределы и ограничения, которые могли бы повлиять на измерение T_e в проведённых экспериментах.

Оптическая толщина

А-К промежутки представляет собой зазор диаметром 20-40 мм и толщиной 3-4 мм. ВУФ спектрограф регистрирует излучение из этой области по касательной линии к зазору. В этом случае ВУФ источник оказывается растянутым (вдоль линии наблюдения) до размера ~ 1 см. В этом состоит существенное отличие от лазерной плазмы, характерный размер которой составляет величину $\sim 100 \mu\text{m} \sim 10^{-2}$ см. Из-за сильно вытянутого размера ВУФ источника плазма в А-К промежутке может оказаться оптически плотной для основных переходов. Оптическая толщина τ для перехода $o-i$ равна:

$$\tau = k \cdot l = \sigma_{oi} \cdot N_i \cdot l = (1/4) \cdot \lambda^2 \cdot (g_i/g_o) \cdot (A_{io}/\Delta\omega) \cdot N_i \cdot l, \quad (11)$$

где k коэффициент поглощения, l толщина источника, σ_{oi} сечение поглощения для перехода $i-o$, N_i заселённость уровня i , λ длина волны перехода $o-i$, A_{io} вероятность перехода, $\Delta\omega$ ширина линии. Например, оценим оптическую толщину основного резонансного перехода $4p-3s$ в ионе FeXVI. В этом случае для $\lambda = 50 \text{ Å}$; $A_{io} = 1 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$; $\Delta\omega = 5 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ (доплеровская ширина при $T_e = 200 \text{ эВ}$); $g_i/g_o = 3$; $N_i = (N_e/Z) \cdot \alpha = 1.7 \cdot 10^{-2} \cdot N_e$ ($Z=15$, $\alpha=0.25$ относительная концентрация ионов FeXVI для коронального равновесия при $T_e = 200 \text{ эВ}$); $l = 1 \text{ см}$; имеем

$$\tau = 0.6 \cdot 10^{-17} \cdot [\text{см}^3] \cdot N_e [\text{см}^{-3}] \quad (12)$$

Таким образом, для $l \sim 1$ см оптическая толщина τ становится $\tau \geq 1$ уже при электронной плотности $N_e \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (параметр $N_e l \sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$). Эта оценка хорошо согласуется с расчётами для лазерной плазмы (см. раздел «Теоретические расчёты»), когда для $N_e l \sim 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot 10^{-2} \text{ см} \sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$ наблюдается небольшое отклонение от коронального равновесия для нижних уровней ионов.

Для сравнения лазерной плазмы (ЛП) и плазмы в А-К зазоре проведём несколько энергетических оценок. Рассмотрим ЛП со следующими параметрами $T_e \sim 200$ эВ и $N_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В этом случае излучающий объём ЛП составляет $V \sim (100 \text{ мкм})^3 \sim (10^{-2})^3 \sim 10^{-6} \text{ см}^3$ и для создания ЛП необходимо вложить энергию 1 Дж за 2 нс. Для создания аналогичной плазмы в А-К зазоре (объём $V \sim 2 \text{ см}^3$) необходимо вложить энергию (А-К зазор)/ЛП $\sim (V \cdot \Delta t / V \cdot \Delta t) = (2/10^{-6}) \cdot (20-100/2) = (20-100) \cdot 10^6$ раз большую (длительность разряда в А-К зазоре 20-100 нс), чем для ЛП, то есть $E \sim 20-100$ МДж. Это значение находится в существенном противоречии со значением суммарной энергии ~ 10 МДж, вкладываемой в плазму Z-пинча. Если энергия, выделяемая в плазму А-К зазора, составляет 10% от общей вкладываемой энергии $10 \text{ МДж} \cdot 10\% = 1$ МДж, то либо N_e , либо l будет значительно меньше ($1 \text{ МДж} / (20-100) \text{ МДж} \sim 0.05-0.01$ раз), чем 10^{20} см^{-3} или 1 см соответственно. Следовательно, либо промежуток равномерно заполняет разреженная плазма с плотностью $N_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, либо вблизи электродов существует плотная плазма с l значительно меньшим, чем 1 см. В обоих случаях оптическая толщина уменьшается, а параметр $N_e l$ приходит в соответствие с ЛП. Для определения более полной картины необходимы измерения N_e и l в плазме А-К промежутка, что требует измерений с временным и пространственным разрешением.

Корональное и (локально-) термодинамическое равновесие

Высокая оптическая плотность плазмы в А-К промежутке может привести к установлению в этой плазме локально-термодинамического равновесия (ЛТР) вместо коронального (КР). Сравнение ЛТР и КР показывает, что при одинаковой степени ионизации при ЛТР электронная температура приблизительно в два раза ниже, чем при КР [5]. Значение $T_e = (200 \pm 30)$ эВ было получено из наблюдения максимума спектрального распределения интенсивности (λ_{max}) в спектральном диапазоне $\lambda \sim 50-70 \text{ Å}$ и при условии коронального ионизационного равновесия. Оценка T_e , произведенная из наблюдения максимальной степени ионизации $T_e = (190 \pm 60)$ эВ. В этом случае, в пределах погрешности, составившей 60 эВ, значе-

ние T_e укладывается в обе модели, поэтому значение $T_e = (190 \pm 60)$ не зависит от типа ионизационного равновесия.

Спектры W

В установке “Z-Machine” основная энергия вкладывается в W проволоочки. При этом W может вносить вклад в регистрируемый спектр по двум причинам: 1) разлёт W после основного разряда и заполнение окружающего объёма, включая А-К зазор; 2) наблюдение А-К промежутка в некоторых случаях проводилось через сборку W проволоочек. Тем не менее, есть два подтверждения тому, что наблюдавшийся спектр действительно является спектром железа.

У вольфрама в ВУФ диапазоне огромное количество линий. Линии перекрываются между собой, что приводит к формированию спектральной структуры типа квази-континуума без отдельных изолированных линий. Наблюдение в экспериментах отдельных линий (Рис.36) является сильным аргументом в пользу спектров Fe.

ВУФ спектры тяжелых элементов (с атомными номерами $A \sim 75-80$), таких как W, наблюдаются при температуре $T_e \sim (100-200)$ эВ в районе $\lambda \sim 20-50$ Å. Когда такой квази-континуум регистрируется на ВУФ фотоплёнку всегда наблюдается скачок интенсивности в районе К края углерода ($\lambda \sim 44$ Å) (Рис.37). В наших же спектрах не наблюдается никаких особенностей в диапазоне $\lambda \sim 20-45$ Å.

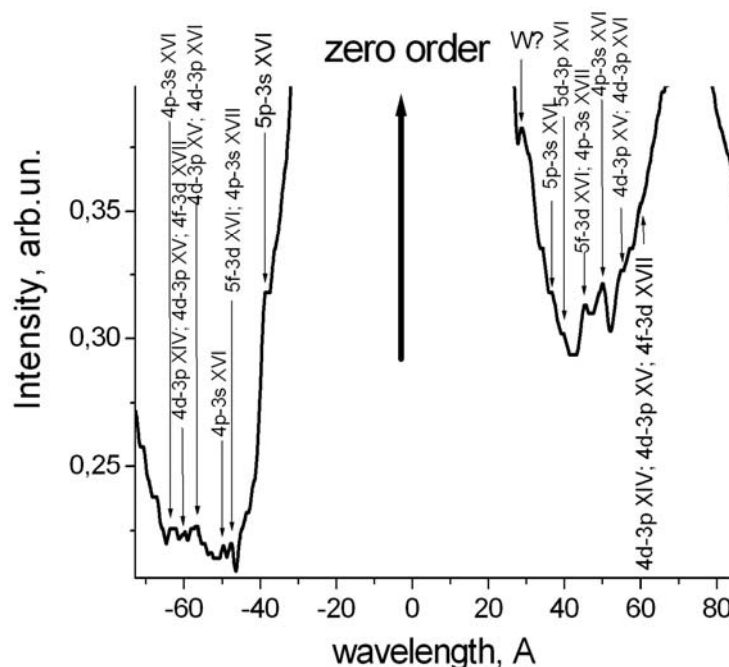


Рис.36. Структура спектра плазмы А-К промежутка в диапазоне длин волн $\lambda=40-60 \text{ \AA}$ (shot #21621). Указаны идентифицированные переходы в ионах Fe.

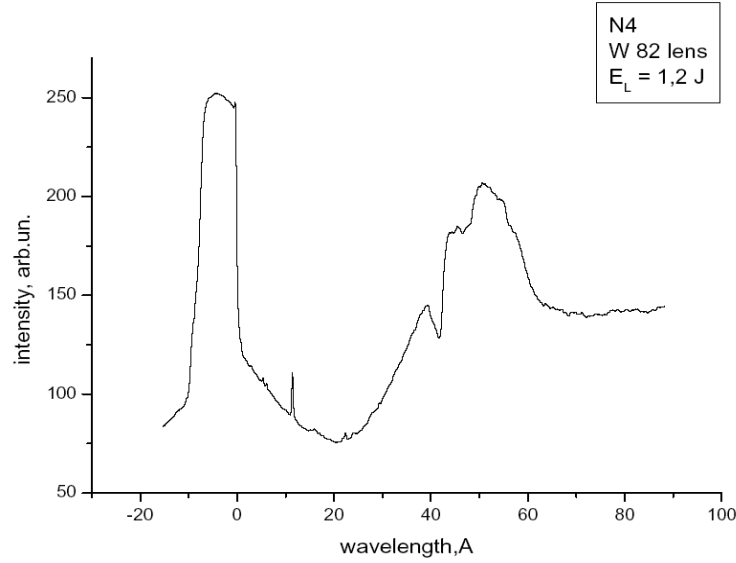


Рис.37. Спектр лазерной плазмы W при температуре $T_e = 200$ эВ.

Для полного и окончательного подтверждения было бы хорошо произвести регистрацию спектров с высоким спектральным разрешением, так, чтобы спектры ионов железа были полностью разрешены. Кроме того, необходимо произвести регистрацию спектров вольфрама, для сравнения с полученными экспериментальными спектрами плазмы в А-К зазоре.

Тормозное излучение

При данных T_e в ВУФ диапазоне мог бы наблюдаться тормозной спектр. Длина волны λ_{max} , соответствующая максимуму интенсивности в распределении тормозного спектра равна: $\lambda_{max} = 6200 (\text{Å}) / T_e (\text{эВ})$. Наблюдавшиеся $\lambda_{max} \sim 50-70 \text{ Å}$ соответствуют $T_e \sim 100$ эВ. Обычно тормозное излучение играет значительную роль в спектрах плазмы лёгких элементов, когда интенсивность линейчатого и рекомбинационного спектров невысоки. Сравнение интенсивностей тормозного и рекомбинационного континуума проведено в работе [27]. Отношение интенсивностей рекомбинационного N_b и тормозного N_r излучения соответствующего иона Z равно

$$\frac{N_r}{N_b} \approx \frac{2}{n^3} \frac{Z^2 Ry}{kT} e^{I_n/kT} \quad (13)$$

где n главное квантовое число, Z спектроскопический символ, $Ry = 13.6$ эВ, I_n потенциал ионизации. В нашем случае $n \sim 3$, $Z \sim 15$, $I_n \sim 400$ эВ и это отношение

$N_\gamma/N_b \sim 8$ для $T_e \sim 200$ эВ и $N_\gamma/N_b \sim 120$ для $T_e \sim 100$ эВ. Это означает, что вкладом тормозного спектра в наш случай можно пренебречь.

Спектры флуоресценции

Многопроволочный Z-пинч является мощным источником рентгеновского излучения. Взаимодействие рентгеновского излучения с окружающими стенками, включая катод и анод, приводит к жёсткой флуоресценции. В этом случае в наблюдаемый спектр большой вклад могут вносить характеристические линии железа. В Табл.3 представлены длины волн K-, L-, M- характеристических линий Fe [28] (левая колонка – длины волн в Å, центральная – относительная интенсивность, правая – энергия в кэВ). Видно, что в спектральном диапазоне $\lambda=20$ -240 Å характеристических линий нет. Следовательно, наблюдаемые спектры, действительно являются эмиссионными спектрами Fe плазмы, а не спектрами флуоресценции. Другая ситуация возникает в диапазоне $\lambda < 20$ Å, где есть интенсивные переходы в L- и K- оболочках. По этой причине, особенности структуры нулевого порядка, отмеченные символами 4 и 5, могут быть интерпретированы как излучением FeXVII ионов плазмы, так и L- характеристическими линиями Fe. Для окончательного вывода необходимо проводить регистрацию спектра с более высоким спектральным разрешением, используя рентгеновский кристаллический спектрометр (разрешение спектрографа скользящего падения недостаточно для разрешения линий в этом спектральном диапазоне).

Таблица 3. Характеристические линии Fe.

	25 Manganese			26 Iron		
α_2 KL_{II}	2.10578	2	5.88765	1.939980	9	6.39084
α_1 KL_{III}	2.101820	9	5.89875	1.936042	9	6.40384
$\beta_{1,2}$ $KM_{II,III}$	1.91021	2	6.49045	1.75661	2	7.05798
β_5 $KM_{IV,V}$	1.8971	1	6.5352	1.7442	1	7.1081
$\beta_{3,4}$ $LIM_{II,III}$	17.19	2	0.721	15.65	2	0.792
η $L_{II}M_I$	21.85	2	0.5675	19.75	4	0.628
β_1 $L_{II}M_{IV}$	19.11	2	0.6488	17.26	1	0.7185
ι $L_{III}M_I$	22.29	1	0.5563	20.15	1	0.6152
$\alpha_{1,2}$ $L_{III}M_{IV,V}$	19.45	1	0.6374	17.59	2	0.7050
$M_{II,III}M_{IV,V}$	273.	6	0.045	243.	5	0.051

Выводы

Разработаны спектроскопические методы для измерения электронной температуры T_e лазерной плазмы Fe и плазмы Fe в А-К промежутке установки “Z-Machine”. Эти методы основаны на исследовании ВУФ спектров многозарядных ионов железа хорошо диагностируемой лазерной плазмы и на теоретических расчётах, а так же на сравнении этих спектров с ВУФ спектрами, зарегистрированными в А-К промежутке. Основное внимание уделялось определению максимальной степени ионизации ионов Fe. Разработанные спектральные методы ВУФ диагностики Fe плазмы позволяют измерять электронную температуру в широком диапазоне $T_e = 50-300$ эВ. Эти методы могут применяться не только для диагностики плазмы Fe, но так же для плазм других тяжелых элементов.

Теоретические исследования, состоявшие из расчетов длин волн для переходов в ионах FeIII-FeXVIII, вероятностей переходов, ионизационного равновесия, интенсивностей линий, и, в результате, построения спектров для различных электронных температур T_e с различным спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda$.

Экспериментальные методы ВУФ диагностики включали в себя разработку различных модификаций ВУФ спектрометра скользящего падения. Эти приборы очень компактны, обладают широким спектральным диапазоном регистрации, хорошо защищены от повреждений ударной волной и продуктами взрыва, а так же от излучения нагрузки. Кроме того, была разработана простая и удобная процедура юстировки прибора в вакуумной камере.

Из сравнения спектров лазерной плазмы, теоретических расчетов, а так же данных, полученных в экспериментах на установке “Z-Machine”, было получено значение электронной температуры плазмы, создаваемой в А-К зазоре $T_e = (200 \pm 30)$ эВ. Это значение было получено из наблюдения максимума спектрального распределения ($\lambda_{\max}$) в диапазоне $\lambda \sim 50-70$ Å в предположении коронального ионизационного равновесия. Так же из наблюдения максимальной степени ионизации FeXVII была получена оценка электронной температуры $T_e = (190 \pm 60)$ эВ. Последнее значение не зависит от типа ионизационного равновесия.

Подробно обсуждаются дополнительные факторы, которые могли бы влиять на измерение электронной температуры.

Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность Г. Саркисову и Д.Брауну (Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico) за техническую помощь и поддержку. Авторы также очень благодарны Г. Стюарту (MOXTEK Inc., Orem,

Utah), И. Л. Бейгману и М. А. Мазинг (Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия) за многочисленные обсуждения и плодотворное сотрудничество.

Работа проводилась по совместному контракту SNL – MOXTEK Inc. No: 303049, и контракту SNL – P. N. Lebedev Institute No.469254.

Литература

1. 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.”
2. 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.”
3. W. A. Stygar, M. E. Cuneo, R. A. Vesey, et al, *Phys. Rev. E* **72**, 026404 (2005). “Theoretical z-pinch relations for thermonuclear-fusion experiments.”
4. Л. И. Рудаков, М. В. Бабыкин, А. В. Гордеев и др. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1990.
5. V. A. Boiko, O. N. Krokhin, G. V. Sklizkov, *Proceedings of the Lebedev Physical Institute*, Nova Science publishers, ed. N. G. Basov, 76, 186 (1974). “Investigation of parameters and dynamics of laser plasmas produced by sharp focusing of laser radiation onto a solid target.”
6. R. L. Kelly. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 16, Suppl. 1, 1987.
7. F. Bijkerk, A. P. Shevelko, L. A. Shmaenok, S. S. Churilov. *Proc. SPIE* **3157**, 236-240 (1997). “Extreme Ultraviolet Spectroscopy of a Laser Plasma Source for Lithography”.
8. A. P. Shevelko, L. A. Shmaenok, S. S. Churilov, R. K. F. J. Bastiaensen, and F. Bijkerk, *Physica Scripta* **57**, 276-282 (1998). “Extreme Ultraviolet Spectroscopy of a Laser Plasma Source for Lithography.”
9. L. Knight, S. Turley, C. Crawford, D. Hullinger, A. Shevelko, O. Yakushev, R. Miller, *Proc. SPIE* **3767**, 45-49 (1999). “EUV spectroscopy of ultrafast capillary discharges.”
10. A. P. Shevelko, L. V. Knight, O. F. Yakushev, *Proc. SPIE* **4144**, 68-75 (2000). “Capillary discharge plasmas as a source of EUV and soft x-ray radiation,”

11. 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."
12. I. I. Sobelman, A. P. Shevelko, O. F. Yakushev, L. V. Knight, R. S. Turley, *Quantum Electronics* **33** (1), 3-6 (2003). "A capillary discharge plasma source of intense VUV radiation."
13. A. P. Shevelko, L. V. Knight, J. Phillips, R. S. Turley, C. Turner, O. F. Yakushev, *Proc. SPIE* **5196** (2003). "X-ray and EUV spectral instruments for plasma source characterization."
14. A. H. Gabriel, *Mon.Not.R.Astron.Soc.* **160**, 99-119 (1972). "'Dielectronic satellite spectra for highly charged helium-like ion lines.'"
15. L. P. Presnyakov, *Sov. Phys. Usp.* **19**, 387-399 (1976). "X-ray spectroscopy of high-temperature plasma."
16. L. A. Vainshtein, U. I. Safronova, and A. M. Urnov, *Proceedings of the Lebedev Physical Institute*, Nova Science publishers, ed. N. G. Basov, **119**, 1980. "Dielectronic satellites of resonance lines of highly charged ions."
17. О. Б. Ананьин, Ю. В. Афанасьев, Ю. А. Быковский, О. Н. Крохин. Лазерная плазма. М., 2003.
18. Von L.v.Hamos, *Ann.Phys.* **17**, 716-724 (1933). "Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren."
19. A. P. Shevelko, *Proc. SPIE* **3406**, 91-108 (1998). "X-ray spectroscopy of laser-produced plasmas using a von Hamos spectrograph."
20. 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."
21. M. B. Agranat, N. E. Andreev, S. I. Ashitkov, E. Boyle, V. E. Fortov, L. V. Knight, A. V. Ovchinnikov, A. P. Shevelko, D. S. Sitnikov, *Proc. SPIE* **5918**, 00 1-10 (2005). "Generation of hard x-rays by a forsterite terawatt laser."
22. M. B. Agranat, N. E. Andreev, S. I. Ashitkov, A. V. Ovchinnikov, D. S. Sitnikov V. E. Fortov, A. P. Shevelko, *JETP Lett.* **83**, 72-74 (2006). "Generation of characteristic x-rays by a terawatt chromium-forsterite laser."
23. A. V. Vinogradov, I. Yu. Skobelev, and E. A. Yukov, *Sov. J. Quant. Electron.* **5**, 630-633 (1975). "Determination of plasma density from spectra of heliumlike ions."
24. M. F. Gu. <http://kipac-tree.stanford.edu/fac/>.
25. <http://cpc.cs.qub.ac.uk/cpc>

26. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., “Наука”, 1979.

27. A. P. Shevelko, I. Beigman, L. V. Knight, *Proc. SPIE* **4781**, 10-16 (2002). “Formation of quasi-monochromatic soft x-ray radiation from laser-produced plasmas.”

28. J.A.Bearden, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 78-124 (1967). “X-Ray wavelength.”