

Особенности рентгеновских спектров меди в лазерной плазме и гибридном X-пинче

И.Н.Тиликин, Т.А.Шелковенко, А.А.Рупасов, А.М.Чекмарёв, С.А.Пикуз

Приведены результаты исследований спектров меди в мягком рентгеновском диапазоне в двух принципиально различных по способу нагрева высокотемпературных плотных объектах с высокой плотностью энергии – лазерной плазме и гибридном X-пинче. Уникальность проведенных экспериментов состоит в том, что оба источника созданы в Физическом институте им. П.Н.Лебедева и в настоящее время активно функционируют. Использование в данных экспериментах одной и той же измерительной аппаратуры, также изобретенной в ФИАНе, позволило полностью исключить влияние условий наблюдения и регистрации спектров на полученные результаты. Проведены расчеты спектров с использованием радиационно-столкновительной модели, из которых следует, что только в случае учета большого числа переходов с последующим усреднением полученных числовых результатов возможно их сравнение с данными экспериментов. Показано, что при сопоставлении теории и конкретного эксперимента необходим учет не только температуры и плотности плазмы, но и ее размеров и формы, и только тогда удается смоделировать с удовлетворительной точностью экспериментально полученные результаты. При этом возможно получить информацию о размере излучающей области плазмы, что ранее никогда не делалось.

Ключевые слова: рентгеновский спектр, медь, лазерная плазма, гибридный X-пинч.

1. Введение

Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов является мощным методом исследования высокотемпературной плазмы, который, в принципе, позволяет определять ее основные параметры. Основы рентгеновских спектроскопических диагностик были заложены в 70-х–80-х гг. прошлого столетия с появлением нового тогда источника плотной горячей плазмы – плазмы, получаемой при нагреве вещества мощным лазерным излучением [1]. Дальнейшее развитие рентгеноспектроскопические диагностики получили в исследованиях наносекундных плазмы – X-пинчей [2] и их варианта с уникальными параметрами плазмы – X-пинчей [3,4]. Характерными особенностями обоих источников являются их малые размеры, высокая яркость и малое время жизни, что определило создание нового класса измерительной рентгеновской аппаратуры [5,6], коренным образом отличающейся от «классической» аппаратуры, использовавшейся ранее [7]. Следует отметить, что исследования лазерной плазмы (ЛП) и Z-пинчей развивались параллельно и независимо, хотя используемые в них методики были во многом схожи. В то же время полученные в исследованиях результаты естественным образом зависели от типа и параметров используемой аппаратуры. Одним из основных способов определения параметров плазмы является сопоставление экспериментальных данных, например наблюдаемых рентгеновских спектров, со спектрами, получаемыми в

результате их моделирования. Расчет любых спектров представляет собой очень сложную задачу, поэтому для диагностических целей часто применяются упрощенные модели. В частности, в большинстве случаев не принимаются во внимание процессы переноса излучения и самопоглощения линий, которые могут играть существенную роль в формировании спектров [8].

В представленных экспериментах впервые проведены параллельные исследования рентгеновских спектров меди в лазерной плазме и гибридном X-пинче (ГХП) с использованием одного и того же комплекса аппаратуры, включающего в себя кристаллический спектрограф, систему регистрации излучения на основе запоминающих флуоресцентных пластин и системы считывания с них информации. Полученные спектры анализировались посредством их моделирования с использованием программы PrismSPECT [9].

2. Постановка эксперимента и полученные результаты

Спектры с пространственным разрешением в направлении, перпендикулярном дисперсии, регистрировались с помощью фокусирующего спектрографа с пространственным разрешением (ФСР) на основе кристалла слюды размером 8×30 мм, изогнутого по сферической поверхности радиусом $R = 100$ мм [10]. Схемы экспериментов представлены на рис.1. Источник излучения в условиях обоих экспериментов располагался на расстоянии 500 мм от центра кристалла, т. е. вне круга Роуланда, что обеспечивало достаточно большой диапазон регистрации (в первом порядке отражения $10 - 14 \text{ \AA}$). В плоскости регистратора формировалось одномерное изображение источника в направлении, перпендикулярном дисперсии, с уменьшением ~ 8 . Качество кристалла гарантировало пространственное разрешение спектрогра-

И.Н.Тиликин, Т.А.Шелковенко, А.А.Рупасов, А.М.Чекмарёв, С.А.Пикуз.
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991
Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: ivan.tilikin@gmail.com

Поступила в редакцию 13 сентября 2024 г., после доработки – 25 октября 2024 г.

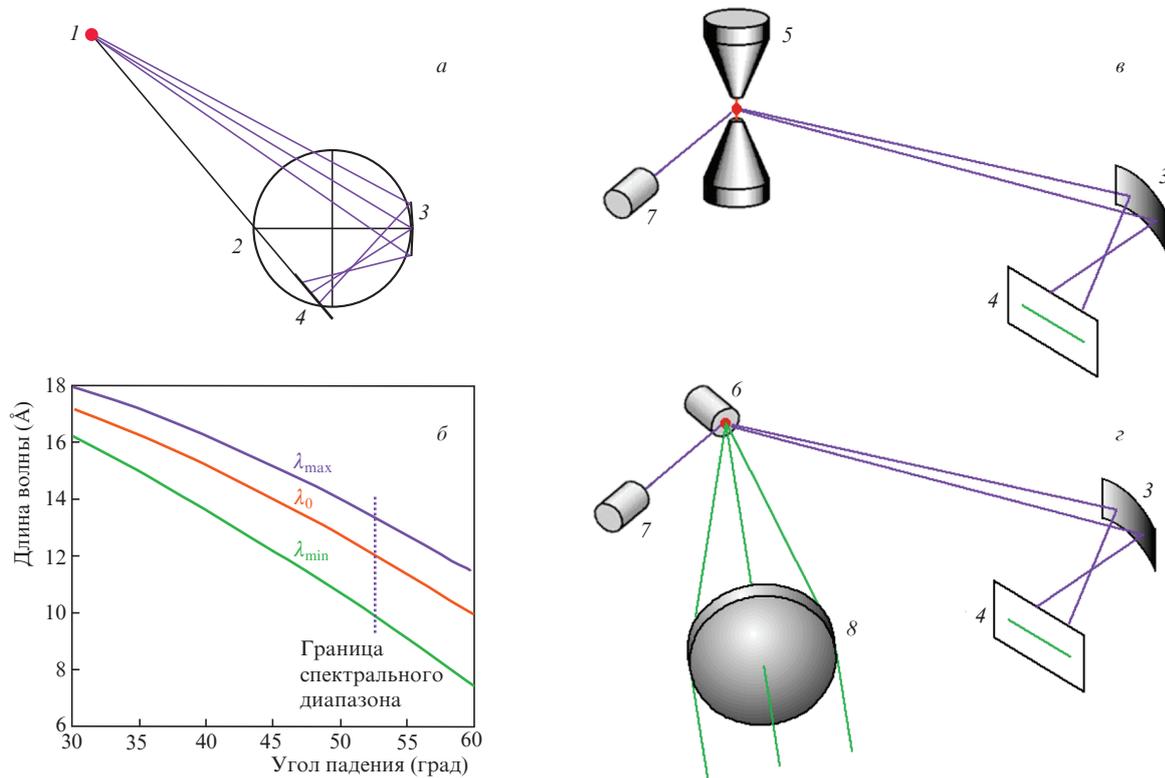


Рис.1. Схема эксперимента:

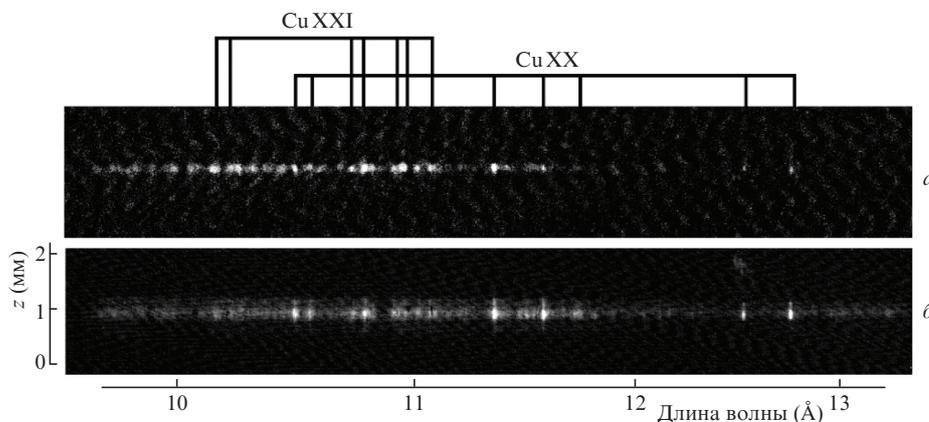
a – построение спектра в ФСПР; *б* – диапазон регистрации спектрографа; *в* – схема с гибридным X-пинчем; *г* – схема с лазерной плазмой (*1* – источник рентгеновского излучения, *2* – круг Роуланда, *3* – сферически изогнутый кристалл слюды, *4* – запоминающая пластина, *5* – гибридный X-пинч, *б* – лазерная мишень, *7* – фотодиод, *8* – фокусирующий объектив).

фа по источнику около 100 мкм. Спектры регистрировались на флуоресцентные запоминающие пластины FUJI BAS-TR и считывались сканером DURR-35 с разрешением 15 мкм/пиксел, что ограничивало пространственное разрешение величиной примерно 300–400 мкм. Высокая светосила спектрографа и чувствительность запоминающих пластин позволяли надежно регистрировать спектр за одну вспышку лазера и в каждом выстреле X-пинча. При работе с ГХП плоскость круга Роуланда располагалась перпендикулярно оси пинча, при работе с ЛП она находилась под углом 30° к оси лазерного пучка. Импульс рентгеновского излучения также регистрировался фотодиодом с временным разрешением ~ 1 нс.

Высокотемпературная плазма создавалась в гибридном X-пинче на генераторе БИН с выходным током

250 кА с фронтом нарастания 100 нс [3, 11]. Нагрузкой X-пинча являлась медная проволочка диаметром 25 мкм. Лазерная плазма создавалась путем фокусировки излучения неодимового лазера «Пика» с длительностью импульса на полувысоте 3 нс и энергией 10–30 Дж на медную мишень толщиной 200 мкм с плотностью потока $\sim 10^{14}$ Вт/см² [12]. В обоих случаях спектры регистрировались за один выстрел. Спектрограф переносился с одной установки на другую без изменения его настройки и устанавливался на соответствующую вакуумную камеру на одинаковом расстоянии от источника.

На рис.2 представлены спектры лазерной плазмы и гибридного X-пинча. В лазерной плазме наблюдается одиночный по пространству спектр, а в гибридном пинче видны две излучающие области вдоль оси на расстоянии

Рис.2. Экспериментально полученные спектры высокоионизованной меди: *a* – спектр лазерной плазмы; *б* – спектр гибридного X-пинча.

примерно 0.2 мм друг от друга. Иногда таких излучающих областей (так называемых ярких точек [4, 13]) в X-пинче бывает и больше, но, как правило, одна из них выделяется по интенсивности. Спектр, зарегистрированный в ГХП, представлен на рис.2,б. Для расчета параметров плазмы нами рассматривается спектр излучения яркой точки X-пинча с более интенсивным излучением. На рис.2 можно видеть две яркие точки, в спектре излучения которых наблюдаются характерные и хорошо идентифицируемые линии Ne-подобной меди (CuXX) и линии F-подобной меди (CuXXI). Такая идентификация следует как из ранних работ [1], так и из последующего анализа. Кроме того, в спектре пинча в диапазоне примерно 10.1 – 11.2 Å присутствует континуум.

После анализа представленных спектров можно сказать, что в спектре ЛП (рис.2,а) линии обоих ионов имеют сопоставимую интенсивность, а в спектре ГХП (рис.2,б) преобладают линии Ne-подобной меди, что, казалось бы, соответствует более низкой температуре. (Далее будет показано, что это не так.) Видно также, что размеры ярких точек X-пинча несколько превышают размеры излучающей области лазерной плазмы. Кроме того, ширина линий в ЛП на 10% – 15% больше ширины линий в X-пинче. Этот факт в настоящей работе рассматриваться не будет.

3. Моделирование спектров и анализ результатов

Анализ полученных спектров проводился на основе их моделирования с помощью программы PrismSPECT [9]. Эта программа является достаточно совершенной и дает возможность в широких пределах задавать параметры счета. Прежде всего она позволяет учитывать геометрические параметры плазмы, т. е. включает в себя задачи, связанные с переносом излучения, а кроме того, позволяет варьировать количество ионов (кратность ио-

низации), участвующих в процессе, и задавать различные способы организации рассматриваемых уровней и процессов их взаимодействия. Расчет в наиболее полном виде ведется с использованием радиационно-столкновительной модели, включающей в себя все виды ионизации, рекомбинации, возбуждения и излучения, и использует подробную базу данных атомных констант. При этом, естественно, требуются значительные вычислительные ресурсы. В нашем случае расчет всей совокупности возможных ионизационных состояний меди был практически невозможен, и мы рассматривали только ионы, спектры которых были ожидаемы и предположительно наблюдались в эксперименте. Мы рассматривали Ne-, F- и O-подобные ионы меди (CuXX, CuXXI и CuXXII), имеющие суммарно 2364 уровня, и варьировали параметры плазмы в достаточно широких пределах (по температуре от 140 до 400 эВ, по плотности от 10^{18} до 10^{20} см⁻³, по размеру от 1 до 500 мкм). В результате счета были получены спектры, состоящие в ряде случаев из более чем 350 наиболее интенсивных спектральных линий. Выбор параметров расчетов определялся их соответствием экспериментам.

На рис.3,а, в представлены непосредственные результаты таких расчетов с параметрами плазмы, указанными в табл.1. Очевидно, что наблюдение таких спектров было бы возможно при полном отсутствии уширения линий (например, из-за эффекта Доплера) и при недостижимом в эксперименте спектральном разрешении. Поэтому спектры усреднялись в соответствии с наблюдаемыми в эксперименте ширинами линий $\lambda/\Delta\lambda = 600$, которые можно было задавать в программе при выводе спектров (см. рис.3,б, д), и затем сравнивались с экспериментально зарегистрированными спектрами. При этом происходило сложение контуров отдельных рассчитанных спектральных линий. Расчеты выполнялись для слоя плазмы определенной толщины, при этом задавались также электронная температура и суммарная плотность ионов.

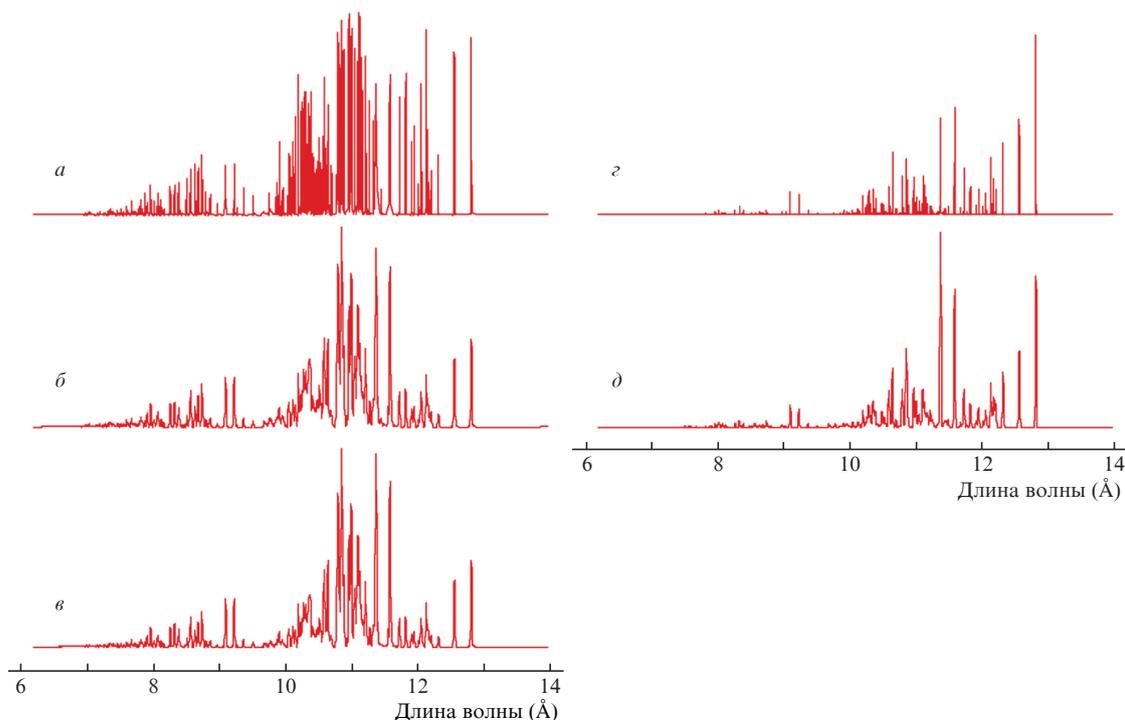


Рис.3. Спектры медной плазмы, рассчитанные с помощью программы PrismSPECT при параметрах плазмы, указанных в табл.1.

Табл.1. Условия и параметры расчета спектров.

Спектр	Источник	Геометрия	Толщина (радиус) (мкм)	Плотность ($1/\text{см}^3$)	Электронная температура (эВ)	Спектральное разрешение* ($\lambda/\Delta\lambda$)
Рис.3, <i>а</i>	Лазерная плазма	Слой	10	1×10^{20}	220	–
Рис.3, <i>б</i>	Лазерная плазма	Слой	10	1×10^{20}	220	600
Рис.3, <i>в</i>	Лазерная плазма	Сфера	5	1×10^{20}	220	600
Рис.3, <i>г</i>	Гибридный X-пинч	Слой	50	3×10^{18}	350	–
Рис.3, <i>д</i>	Гибридный X-пинч	Слой	50	3×10^{18}	350	600

* Прочерк в графе «Спектральное разрешение» означает отсутствие в расчете дополнительного уширения из-за заданного спектрального разрешения.

Оправданность выбора формы плазмы в виде слоя, при котором требовалось меньше времени для вычислений, проверялась эпизодически расчетом для сферической формы объекта (рис.3,*в*). Как видно из рис.3, различия в расчетных спектрах практически отсутствуют. Всего было рассчитано несколько десятков спектров с различными параметрами. Результаты этих расчетов будут представлены и проанализированы в отдельной публикации. Здесь мы приводим только спектры с параметрами, при которых имело место приемлемое соответствие с экспериментом.

Обращает на себя внимание тот факт, что при усреднении спектра относительные интегральные интенсивности линий, которые должны наблюдаться в эксперименте, не соответствуют интенсивности собственно переходов, которые вычисляются программой. Это относится, в частности, к линиям C и D Ne-подобной меди (см. ниже).

На рис.4 и 5 приведены денситограммы спектров лазерной плазмы и гибридного X-пинча вместе с расчетными спектрами. Подбором параметров расчета (электронной температуры, ионной плотности, размера плазмы и спектрального разрешения) в обоих случаях удалось достигнуть неплохого соответствия усредненного расчетного спектра с экспериментальным. При этом было идентифицировано большинство видимых спектральных линий,

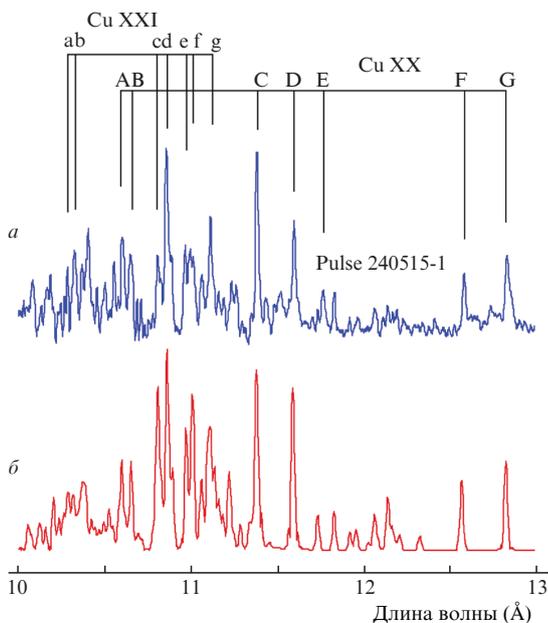


Рис.4. Денситограмма экспериментального спектра лазерной плазмы (*а*) и денситограмма спектра, рассчитанного по программе PrismSPECT (*б*), для $N_i = 1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 200 \text{ эВ}$, $\Delta x = 10 \text{ мкм}$, $\lambda/\Delta\lambda = 600$.

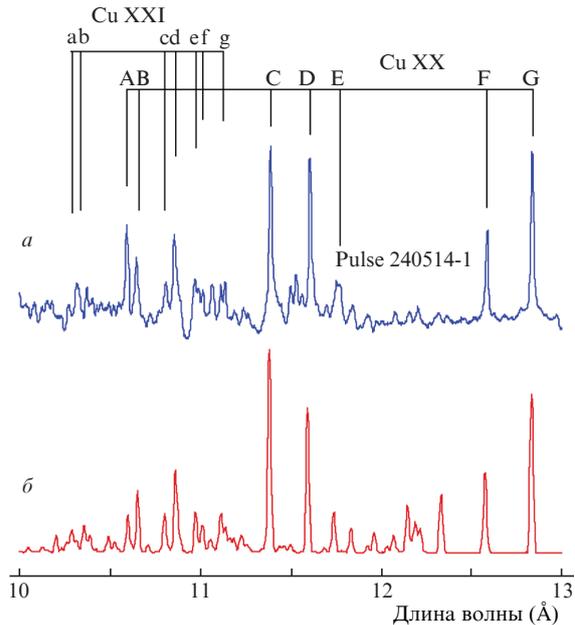


Рис.5. Денситограмма экспериментального спектра гибридного X-пинча (*а*) и денситограмма спектра, рассчитанного по программе PrismSPECT (*б*), для $N_i = 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 350 \text{ эВ}$, $\Delta x = 50 \text{ мкм}$, $\lambda/\Delta\lambda = 600$.

которые соответствуют наиболее интенсивным переходам Ne- и F-подобных ионов меди. Обозначения линий и соответствующих им переходов даны в табл.2.

Тем не менее абсолютного соответствия достигнуть пока не удалось. Отчасти это связано с тем, что более точный подбор параметров требует очень большой вычислительной работы, т.к. расчет одного варианта спектра (при четырех варьируемых параметрах) занимает большой промежуток времени, и это при учете только переходов трех ионов. Существенное увеличение количества ионов сделало бы для нас задачу совершенно неподъемной. В реальном эксперименте имеет место усреднение по времени и пространству, что может также приводить к изменению относительных интенсивностей спектральных линий. Кроме того, некоторые атомные константы известны с определенной точностью, что тоже может влиять на результаты расчетов интенсивностей отдельных спектральных линий.

Следует подчеркнуть, что относительные интенсивности наблюдаемых спектральных линий зависят не только от параметров плазмы (температуры и плотности), но и от ее геометрии; причем такая зависимость имеет место как в спектре ионов одной кратности ионизации, так и между линиями разных ионов, что особенно важно при

Табл.2. Спектральные линии, идентифицированные в спектрах меди.

Ион	Линия	Длина волны (Å)	Нижняя конфигурация	Терм	Верхняя конфигурация	Терм
Cu XX	G	128272	1s(2)2s(2)2p(6)	1S[0]	1s(2)2s(2)2p(5)3s(1)	1P[1]
	F	12.5702	1s(2)2s(2)2p(6)	1S[0]	1s(2)2s(2)2p(5)3s(1)	3P[1]
	E	11.7355	1s(2)2s(2)2p(6)	1S[0]	1s(2)2s(2)2p(5)3d(1)	3P[1]
	D	11.5918	1s(2)2s(2)2p(6)	1S[0]	1s(2)2s(2)2p(5)3d(1)	3D[1]
	C	11.3801	1s(2)2s(2)2p(6)	1S[0]	1s(2)2s(2)2p(5)3d(1)	1P[1]
	B	10.6527	1s(2)2s(2)2p(6)	1S[0]	1s(2)2s(1)2p(6)3p(1)	1P[1]
	A	10.5974	1s(2)2s(2)2p(6)	1S[0]	1s(2)2s(1)2p(6)3p(1)	3P[1]
Cu XXI	g	11.1021	1s(2)2s(2)2p(5)	2P[3/2]	1s(2)2s(2)2p(4)3d(1)	4F[5/2]
	f	11.0081	1s(2)2s(2)2p(5)	2P[3/2]	1s(2)2s(2)2p(4)(3P)3d(1)	2P[1/2]
	e	10.9705	1s(2)2s(2)2p(5)	2P[3/2]	1s(2)2s(2)2p(4)(3P)3d(1)	2D[5/2]
	d	10.8586	1s(2)2s(2)2p(5)	2P[3/2]	1s(2)2s(2)2p(4)(1D)3d(1)	2D[5/2]
	c	10.8098	1s(2)2s(1)2p(6)	2S[1/2]	1s(2)2s(1)2p(5)(1P)3d(1)	2P[1/2]
	b	10.3153	1s(2)2s(2)2p(5)	2P[3/2]	1s(2)2s(1)2p(5)3p(1)	4D[3/2]
	a	10.2909	1s(2)2s(2)2p(5)	3P[3/2]	1s(2)2s(1)2p(5)3p(1)	4P[5/2]

перекрытии таких линий. «Чувствительность» спектров к электронной температуре плазмы значительно выше, чем к ее плотности и размеру, поэтому при моделировании сначала определялся искомый диапазон температур, после чего подбирались плотность и размер плазмы, а затем уточнялась температура. Для определения параметров плазмы были удобны наиболее яркие линии C, D, F, G Ne-подобных ионов меди и c, d F-подобных ионов. Кривые зависимостей относительных интенсивностей этих линий от расчетных параметров плазмы будут представлены в отдельной публикации.

Полученные в расчетах параметры (см. табл.1) неплохо соответствуют тем процессам, которые происходят при нагреве плазмы совершенно различными способами. В лазерной плазме это энерговыделение в области вещества с электронной плотностью, близкой к критической для используемого излучения (10^{21} см^{-3}), т.е. при плотностях ионов $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [14], а в X-пинче – при нагреве вещества электрическим током и его сжатии магнитным полем и последующем расширении до плотностей, оптимальных для существования ионов [4]. В настоящей работе эта плотность оказалась $\sim 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Следует подчеркнуть упомянутый выше факт, что в спектре лазерной плазмы интенсивность линий F-подобных ионов меди сравнима с интенсивностью линий Ne-подобных ионов, тогда как в случае X-пинча она значительно ниже. При моделировании соответствия теории и эксперимента удается достичь только при температурах лазерной плазмы ниже температуры плазмы X-пинча, что, казалось бы, противоречит здравому смыслу. Это противоречие объясняется тем, что очень велико самопоглощение спектральных линий, и их оптическая толщина (также вычисляется программой) достигает 10 и более. Это и приводит к той форме спектра, которая наблюдается в эксперименте, т.к. плотность лазерной плазмы значительно выше и влияние самопоглощения сильнее.

Проведенные эксперименты подтвердили, что рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов является эффективным инструментом диагностики высокотемпературной плотной плазмы, создаваемой самыми различными способами. Однако надежные данные о параметрах плазмы могут быть получены только при анализе всех получаемых в эксперименте параметров спектра и учете всех важных процессов его формирования (энерговыклада,

нагрева, ионизации, возбуждения, охлаждения и т.д.) и их изменения во времени. Используемая в работе стационарная модель является нулевым приближением, но и она дает интересные результаты. Анализ и моделирование спектров должны безусловно включать в себя рассмотрение геометрических параметров плазмы. В тех случаях, когда такой анализ отсутствует и моделирование спектров проводится без учета переноса излучения, к его результату следует относиться с осторожностью. Крайне желательны независимые измерения отдельных параметров плазмы, например ее размеров в определенном диапазоне длин волн. В некоторых экспериментах, в частности в экспериментах с X-пинчами, размер источников излучения с микронной точностью определялся при помощи проекционной рентгенографии [13].

4. Заключение

Впервые проведены рентгеноспектроскопические исследования высокотемпературной плотной плазмы, получаемой самыми различными способами, с использованием одной и той же аппаратуры, работающей в идентичных условиях. Это позволило исключить аппаратное влияние при сравнении параметров лазерной и пинчевой плазмы.

Выполнено численное моделирование спектров с высоким спектральным разрешением при учете максимально возможного числа уровней ионов и переходов между ними. Показано, что только в этом случае удается получить хорошее соответствие расчетных спектров экспериментальным, причем одновременно для большого массива наблюдаемых линий. При этом обязательным является учет переноса излучения, т.е. оптической толщины плазмы, ее формы и размеров.

Эксперименты и расчеты показали, что, несмотря на сильное различие параметров плазмы, в обоих экспериментах образуются F- и Ne-подобные ионы. При этом удалось определить размер излучающей области в исследуемом диапазоне спектра. В случае лазерной плазмы размер ($\sim 10 \text{ мкм}$) оказался почти на порядок меньше, чем в гибридных X-пинчах, при этом лазерная плазма имеет меньшую температуру, но значительно более высокую плотность. Размер излучающей области в гибридном X-пинче ($\sim 50 \text{ мкм}$), определенный в настоящей работе,

хорошо согласуется с ее размером, измеренным другими способами, в диапазоне энергии излучения 1–1.5 кэВ [13].

Полученные результаты и использованные методики могут существенно помочь в верификации магнитогиродинамических расчетов динамики плазмы, особенно при рассмотрении радиационных процессов излучения, поглощения и переноса.

Работа поддержана в части проведения экспериментов грантом РНФ № 19-79-30086-Р и в части моделирования грантом DE-NA0003764.

1. Boiko V.A., Vinogradov A.V., Pikuz S.A., Skobelev I.Yu., Faenov A.Ya. *J. Sov. Laser Res.*, **6**, 85 (1985).
2. Sinars D.B., Chandler G.A., Bailey J.E., Mancini R.C., Rochau G.A., Wenger D.F., Adams R.G., Adams M.L., Scott H.A., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Pikuz S.A. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **99**, 595 (2006).
3. Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А. *Физика плазмы*, **41**, 319 (2015).
4. Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А. *Физика плазмы*, **41**, 483 (2015).
5. Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Брюнеткин Б.А., Дякин В.А., Пикуз Т.А., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Романова В.М., Мингалеев А.Р. *ЖЭТФ*, **108**, 1263 (1995).
6. Faenov A.Ya., Pikuz S.A., Erko A.I., Bryunetkin V.A., Dyakin V.M., Ivanenkov G.V., Mingaleev A.R., Pikuz T.A., Romanova V.M., Shelkovenko T.A. *Phys. Scr.*, **50**, 333 (1994).
7. *Рентгеновские лучи*. Под ред. М.А. Блохина (М.: ИЛ, 1960).
8. Бойко В.А., Виноградов А.В., Илюхин А.А., Катулин В.А., Майоров С.А., Носач В.Ю., Перегудов Г.В., Петров А.Л., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Чирков В.А., Шилов К.А. *Квантовая электроника*, **8**, 28 (1981) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **11** (1), 13 (1981)]; <https://doi.org/10.1070/QE1981v011n01ABEH010503>.
9. MacFarlane J.J., Golovkin I.E., Wang P., Woodruff P.R., Pereyra N.A. *High Energy Density Phys.*, **3**, 181 (2007).
10. Pikuz S.A., Douglass J.D., Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Hammer D.A. *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 013106 (2008).
11. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Cahill A.D., Knapp P.F., Hammer D.A., Sinars D.B., Tilikin I.N., Mishin S.N. *Phys. Plasmas*, **17**, 112707 (2010).
12. Mikhailov Yu.A., Grechko M.A., Zhitkova O.A., et al. *J. Russ. Laser Res.*, **28**, 310 (2007).
13. Shelkovenko T.A., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Pikuz S.A. *J. Appl. Phys.*, **136**, 105903 (2024).
14. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. *Диагностика плотной плазмы* (М.: Наука, 1989, гл. 3).