

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
имени
П.Н.Лебедева



Ф И А Н

препринт

16

¹В.Б. РОЗАНОВ, ^{1,2}Е.М. ИВАНОВ, ¹С.Ю. ГУСЬКОВ,
³В.Г. НОВИКОВ, ³Н.Н. ФИМИН, ⁴С.В. ЗАХАРОВ,
⁵С.А. БЕЛЬКОВ, ⁵Л.С. МХИТАРЬЯН

**ХАРАКТЕРНЫЕ СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ
ЛАЗЕРНОЙ И РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ**

МОСКВА 2003

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

²Институт математического моделирования РАН

³Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН

⁴Государственный научный центр Российской Федерации

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований

⁵Федеральное государственное унитарное предприятие Российской федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики

Аннотация

В работе рассмотрены характерные спектры мягкого рентгеновского излучения плазмы многозарядных ионов, получаемого при воздействии на вещество лазерных импульсов, а также в различных разрядных установках. Основное внимание уделено исследованию влияния степени неравновесности плазмы на ее излучение.

Цель работы – сформулировать проблемы, связанные с учетом неравновесных эффектов в излучающей плазме, дать характеристику типичных параметров такой плазмы и наметить возможные способы управления излучением. Эти вопросы являются важными для достижения максимального выхода излучения или в данном спектральном диапазоне или/и максимального интегрального выхода. Кроме того, экспериментально измеренные спектры излучения являются основой для разработки тестовых задач по проверке различных теоретических моделей.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта МНТЦ #2165 “Получение максимального выхода излучения в плазме импульсных и лазерных систем” (все авторы) и гранта INTAS 2001-0572 (авторы из ФИАН).

Введение

В последние годы многими научными центрами активно проводятся исследования излучения различных веществ под воздействием мощных лазерных импульсов или сильноточных разрядов. Получаемая высокотемпературная плотная плазма многозарядных ионов представляет значительный интерес в связи с фундаментальными проблемами атомной физики и физики плазмы. Кроме того, для различных приложений, в частности, в задачах литографии, необходимо иметь источники излучения заданного спектрального состава и интенсивности.

Существенная нестационарность процессов приводит к неравновесности излучающей плазмы, в частности, отклонению ионизационного состава и населенностей уровней от соответствующих величин в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР). Для описания такой плазмы необходимо использовать кинетические модели с учетом поуровневой кинетики и переноса излучения. Экспериментальные исследования спектров плазмы многозарядных ионов позволяют проводить калибровку программ, предназначенных для получения спектральных коэффициентов излучения и поглощения.

В настоящей работе дано краткое описание экспериментальных спектров неравновесной плазмы многозарядных ионов, получающейся при различных воздействиях на вещество.

1. Взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов с веществом

1.1. Спектры в экспериментах с “короткими” и “длинными” лазерными импульсами

Для излучения плазмы тяжелых элементов характерна высокая интегральная излучательная способность. Структура спектров очень сложна, так как эти спектры формируются огромным количеством близкорасположенных перекрывающихся спектральных линий, образующих целые массивы неразрешенных линий, относящихся к определенному типу переходов. Излучение массивов интенсивных линий, образующих квазиконтинуум, может быть использовано в тех приложениях, где требуется высокоинтенсивное рентгеновское излучение в заданном спектральном диапазоне. В качестве примера типичных спектров тяжелых элементов рассмотрим представленные на рис. 1-3 для разных спектральных диапазонов *M*-спектры тантала ($Z=73$). Спектры были получены на разных установках при различных условиях облучения твердотельных мишеней. Условно все рассматриваемые экспериментальные ситуации можно разбить на две группы. В первую группу входят данные, полу-

ченные в экспериментах по облучению мишеней лазерными импульсами субпикосекундной длительности, а во вторую – импульсами длительностью чуть менее 1 нс. Рассмотрим подробнее условия конкретных экспериментов.

Эксперименты с субпикосекундными импульсами (“короткие”) проводились на лазерной установке Table Top Terawatt (T^3) [1]. Лазерное излучение с энергией до 1 Дж и длительностью 550 фс на длине волны 1.053 мкм генерировалось СРА-лазером на неодимовом стекле. После удвоения частоты лазерные импульсы имели энергию около 450 мДж на длине волны 0.527 мкм с контрастом более $10^{10}:1$. Импульс длительностью около 400 фс при нормальном падении фокусировался в виде пятна размером 100 мкм при помощи сферической линзы. Плотность потока на поверхности мишени достигала 10^{16} Вт/см². В экспериментах регистрировались интегральные по времени спектры, получаемые суммированием данных от 10 до 100 выстрелов в зависимости от диапазона длин волн, в котором проводились измерения.

Импульсы наносекундной длительности (“длинные”) воздействовали на мишени в экспериментах [2-5]. В [3] на плоскую мишень из *Ta* воздействовало излучение второй гармоники лазера на неодимовом стекле на длине волны 0.53 мкм с энергией в импульсе 25 Дж длительностью 0.6 нс. В работе [4] условия экспериментов были следующими: излучение на второй гармонике ($\lambda=1.05$ мкм) лазера на фосфатном стекле фокусировалось на поверхность мишени при плотности потока $10^{13} \div 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Длительность импульса лазерного излучения составляла 0.6 нс. Регистрировались интегральные по времени спектры. В работе [5] спектры танталовой плазмы были получены путем воздействия на мишень излучения йодного фотодиссоционного лазера Regup. Энергия импульса длительностью 0.35 нс составляла $13 \div 15$ Дж на длине волны 1.315 мкм. Интенсивность в фокальном пятне достигала $(3 \div 5) \cdot 10^{14}$ Вт/см². Большая светосила используемой аппаратуры позволяла регистрировать спектры за одну вспышку лазера.

Сводка экспериментальных условий приводится в табл. 1, а денситограммы экспериментальных спектров, полученных при перечисленных условиях – на рис. 1-3. На рис.1 в коротковолновой области спектры переходов *3d-5f* плазмы *Ta* мало зависят от интенсивности и длительности импульса. Анализ рис.2 показывает, что и в области длин волн $\lambda > 5.5$ Å спектры, полученные при разных условиях, имеют схожий характер. Однако видно, что для спектров (a) и (d), соответствующих интенсивности $3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² для длинных импульсов, спектральные линии уширены меньше, чем для спектров (b) и (c). Возможная причина может состоять в том, что при длинных импульсах, но меньших интенсивностях, (случай (b)) или же при коротких импульсах, но больших интенсивностях, возникающая плазма имеет большую плотность. Подобное обстоятельство следует учитывать в тех приложениях, когда требуется большое отношение интенсивности спектральных линий к интенсивности континуума.

Таблица 1. Сводка экспериментальных условий для M -спектров тантала.

| Лаборатория | Длина волны лазера, мкм | Длительность импульса, пс | Энергия импульса, Дж | Плотность потока на мишени, Вт/см ² | Ссылка |
|---|-------------------------|---------------------------|----------------------|--|--------|
| Institut National de la Recherche Scientifique (INRS-Quebec) | 0.527 | 0.3 | 0.45 | 10^{16} | [1] |
| Groupe de Recherches Coordonnees de l'Interaction Laser-Matiere (GRECO-ILM) | 0.530 | 600 | 25 | | [3] |
| Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) | 1.050 | 600 | | $10^{13} \div 5 \cdot 10^{14}$ | [4] |
| Институт физики АН Чешской республики, Прага | 1.315 | 350 | $13 \div 15$ | $(3 \div 5) \cdot 10^{14}$ | [5] |

Представленное на рис.3 для длинноволновой области сравнение спектров из работ [1] и [4] обнаруживает представляющие интерес расхождения. В области $6.9 \div 7.3 \text{ \AA}$ для спектра из [1], полученного при большей интенсивности и меньшей длительности импульса, наблюдаются две полосы перекрывающихся спектральных линий M_α и M_β (на рисунке заштрихованы). Их наличие вероятнее всего связано с излучательными переходами во внутренних оболочках. Спектр из [5] таких особенностей не обнаруживает. В субпикосекундном режиме возможной причиной таких переходов является проявление эффектов нестационарности. Для более подробных выводов нужен детальный анализ. Подобный характер зависимости спектров от уровня интенсивности и длительности импульса лазерного излучения отрывает возможности управления интегральным выходом излучения в спектральном диапазоне $6.9 \div 7.3 \text{ \AA}$, а сравнение относительного уровня излучения в области $6.9 \div 7.3 \text{ \AA}$ с уровнем излучения в области $7.3 \div 7.7 \text{ \AA}$ может позволить сделать выводы о характере процессов в плазме и оценить степень влияния нестационарных эффектов.

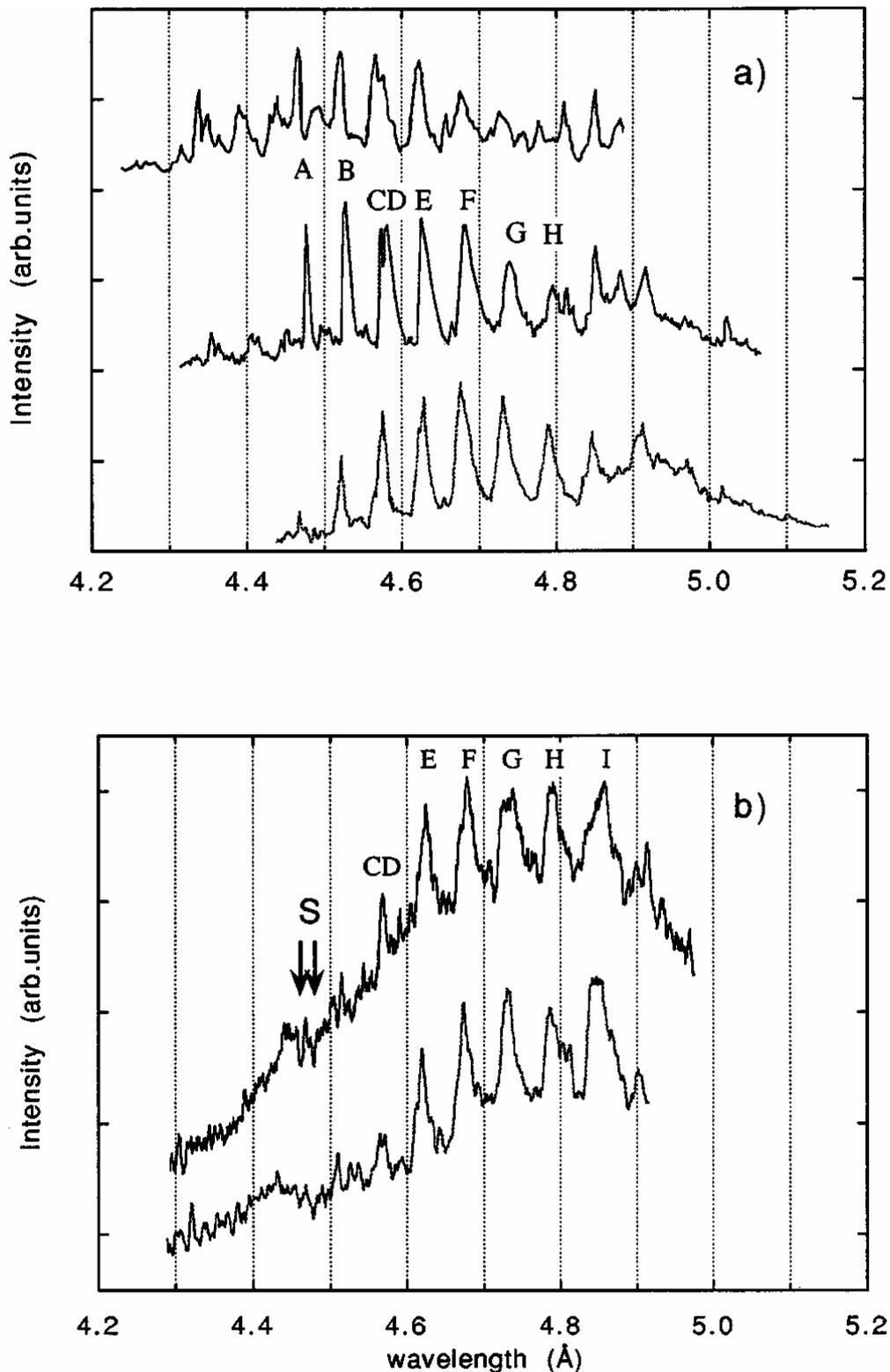


Рис. 1. $3d-5f$ спектры плазмы Ta : а) эксперименты с лазерными импульсами наносекундной длительности (верхний спектр из работы [2], средний [3], нижний [4]); б) эксперименты с импульсами субпикосекундной длительности [1] при интенсивностях 10^{16} Вт/см² (верхний спектр) и $5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² (нижний спектр).

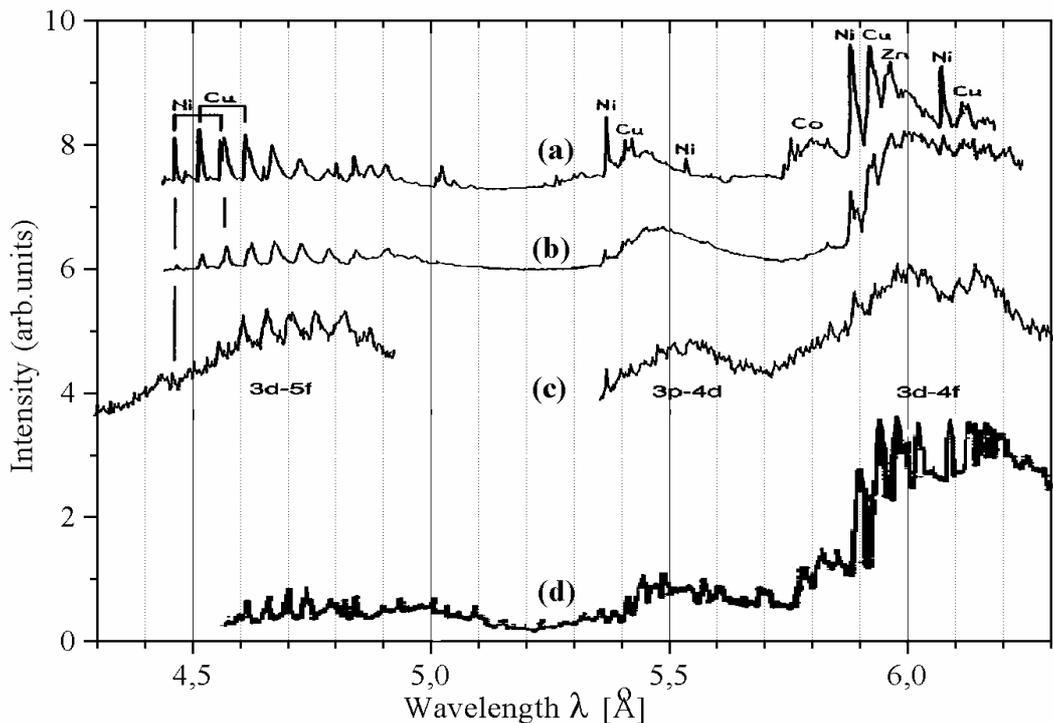


Рис. 2. Спектры плазмы *Ta* в области $4.3 \div 6.3 \text{ \AA}$: (a) из работы [4] для $\tau_{las}=0.6 \text{ нс}$ и интенсивности $3 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$; (b) из работы [4] для $\tau_{las}=0.6 \text{ нс}$ и интенсивности $3 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$; (c) данные [1] для $\tau_{las}=0.3 \text{ пс}$ и интенсивности 10^{16} Вт/см^2 ; (d) спектр из работы [5], полученный при интенсивности падающего лазерного излучения $3 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ и длительности лазерного импульса $\tau_{las}=0.35 \text{ нс}$.

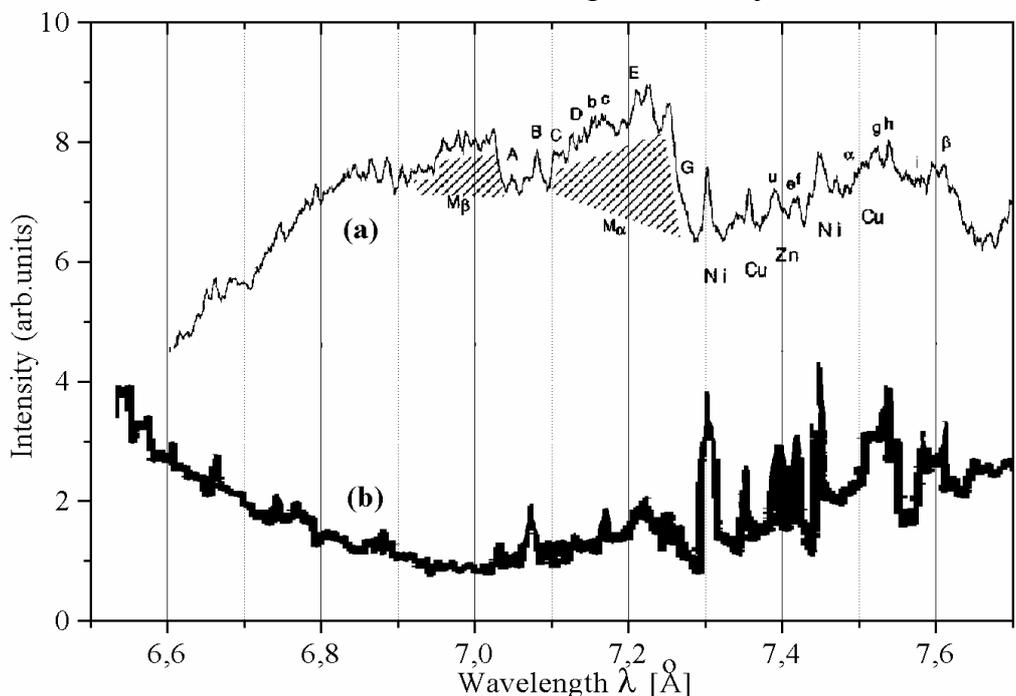


Рис. 3. $3d-4p$ спектры плазмы *Ta* в области $6.5 \div 7.7 \text{ \AA}$: (a) из работы [1] для $\tau_{las}=0.3 \text{ пс}$ и интенсивности 10^{16} Вт/см^2 ; (b) из работы [5] для $\tau_{las}=0.35 \text{ нс}$ и $3 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$.

1.2. К-спектры

Следующей группой типичных экспериментальных спектров, с которыми часто приходится сталкиваться в лазерных и разрядных экспериментах, являются К-спектры, относящиеся к [H]- и [He]-подобным ионам различных элементов. На измерении таких спектров основывается ряд диагностических методик. Для целей данной работы они представляют интерес, поскольку такие спектры хорошо изучены и их сравнительная простота открывает ряд возможностей достаточно наглядно и просто исследовать свойства излучения, связанные с неравновесностью как самого излучения, так и вещества. Подобная задача в приложении к более сложным спектрам с большим количеством линий, соответствующих разным ионам, значительно отягощается рядом факторов, из-за чего роль неравновесных свойств материи и излучения в формировании спектров среди других эффектов выделить сложнее. В частности, для случая оптически прозрачной плазмы при известных плотности и температуре плазмы анализ К-спектров позволяет судить о степени отклонения плазмы от локального термодинамического равновесия. В случае оптически толстой плазмы анализ подобных спектров позволяет исследовать влияние оптической толщины на свойства плазмы и оценивать роль эффектов самопоглощения в формировании спектров. Примеры спектров для различных элементов приведены на рис.4. Сводка экспериментальных условий, при которых регистрировались эти спектры, приводится в табл. 2.

Таблица 2. Сводка экспериментальных условий для К-спектров.

| Материал мишени | Лазер | Длина волны лазера, мкм | Длительность импульса, пс | Энергия импульса, Дж | Плотность потока на мишени, Вт/см ² | Ссылка |
|-----------------|-------------------------------|--|---------------------------|----------------------|--|--------|
| C | KrF* эксимерный лазер | 0.248 | 0.7 | 0.018 | $2 \cdot 10^{16}$ | [6] |
| F | Лазер на Nd стекле | 0.530 | 1.0 | 10 | 10^{14} | [7] |
| Ne | Пинч – плазменный фокус | $p=400$ Па, $I=260$ кА, $U=8 \div 12$ кВ, $L=20$ нГн, $C=36$ мкФ, радиус анода 1 см. | | | | [8] |
| Mg | Йодный фотодиссоционный лазер | 1.315 | 350 | 13÷15 | $(3 \div 5) \cdot 10^{14}$ | [5] |
| Al | Лазер на Nd стекле | 1.055 | 1.0 | 1.0 | 10^{17} | [9] |

Перечислим обстоятельства, по которым конкретные спектры, представленные на рис.4, интересны для изучения свойств неравновесной плазмы. Согласно исследованиям, проведенным в [6] для плазмы углерода в приближении ЛТР, профили линий, соответствующих переходам $2p-1s$ и $3p-1s$ водородоподоб-

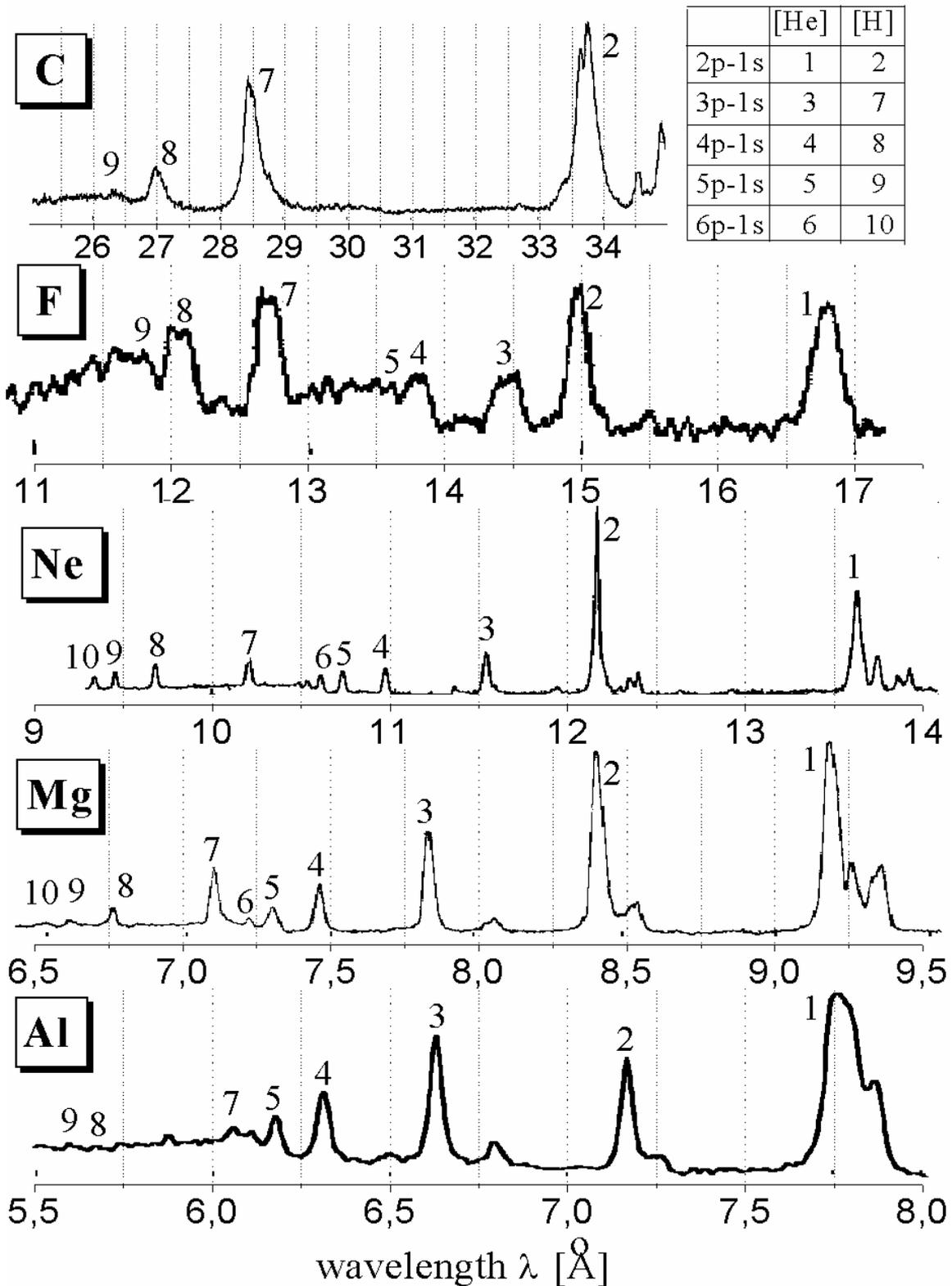


Рис. 4. Экспериментальные K-спектры плазмы углерода [6], фтора [7], неона [8], магния [5] и алюминия [9]. В таблице – идентификация переходов для интенсивных резонансных линий водородоподобных и гелиеподобных ионов.

ного иона $C\ VI$ подвержены сильному влиянию эффектов самопоглощения. Однако даже учет эффектов самопоглощения не позволяет воспроизвести экспериментальные данные до конца точно, поэтому нужен анализ в неравновесных условиях и, возможно, рассмотрение нестационарной задачи. В работе [7] отмечается, что на интенсивность резонансной линии $[He]$ -подобного иона $F\ VIII$ (переход $1s2p\ ^1P-1s^2\ ^1S$) должно оказывать влияние пленение излучения. Подобное же влияние эффектов самопоглощения на данную линию наблюдается и для спектра плазмы алюминия (численные оценки представлены в работе [9]). Однако более подробный анализ этих спектров выходит за рамки данной работы.

Рассмотренные K -спектры представляют интерес для изучения неравновесности плазмы, связанной с отклонением ионизационного состава и населенностей уровней от величин, задаваемых уравнениями Саха и распределением Больцмана в случае локального термодинамического равновесия (LTE). С понижением плотности и ростом температуры плазмы скорости радиационных процессов (спонтанных радиационных переходов и фоторекомбинации) становятся сравнимы со скоростями столкновительных процессов (ударные возбуждение и дезактивация, ионизация электронным ударом и рекомбинация в тройных столкновениях). Плазма находится уже в условиях так называемого столкновительно-радиационного равновесия (CRE) или частичного ЛТР.

1.3. Эксперименты со “сверхкороткими” импульсами

Использование при облучении мишеней интенсивных импульсов субпикосекундной длительности открывает возможности достижения в экспериментах совершенно новых, экстремальных состояний вещества, и, как следствие, появляется новый тип рентгеновских спектров, представляющих интерес для исследований. При воздействии на твердотельную Mg мишень импульса с энергией 1 Дж на длине волны 0.53 мкм и длительностью 400 фс при очень высоком контрасте $\sim 10^{10}:1$ и плотностях потока на поверхности мишени на уровне $0.5 \cdot 10^{19}$ Вт/см² в эксперименте авторами работы [12] была получена плазма с $N_e \sim 3 \cdot 10^{23}$ см⁻³ и $T_e = 200-300$ эВ. На рис.5 показаны экспериментальные рентгеновские спектры такой плазмы. На том же рисунке для сравнения приводятся денситограммы спектров, полученных при аналогичных условиях, но при наличии предимпульса с общей энергией 2 Дж и задержкой 2 пс. Спектры, полученные при высоком контрасте, существенно отличаются от спектров, полученных при наличии предимпульса. При высоком контрасте наблюдается практически полное отсутствие основных резонансных линий на фоне огромного числа интенсивных диэлектронных сателлитов, которые становятся основными спектральными особенностями. Вид таких спектров напоминает L - и M -спектры тяжелых элементов (как пример - рассмотренные выше спектры тантала) - огромное число перекрывающихся и достаточно интенсивных линий.

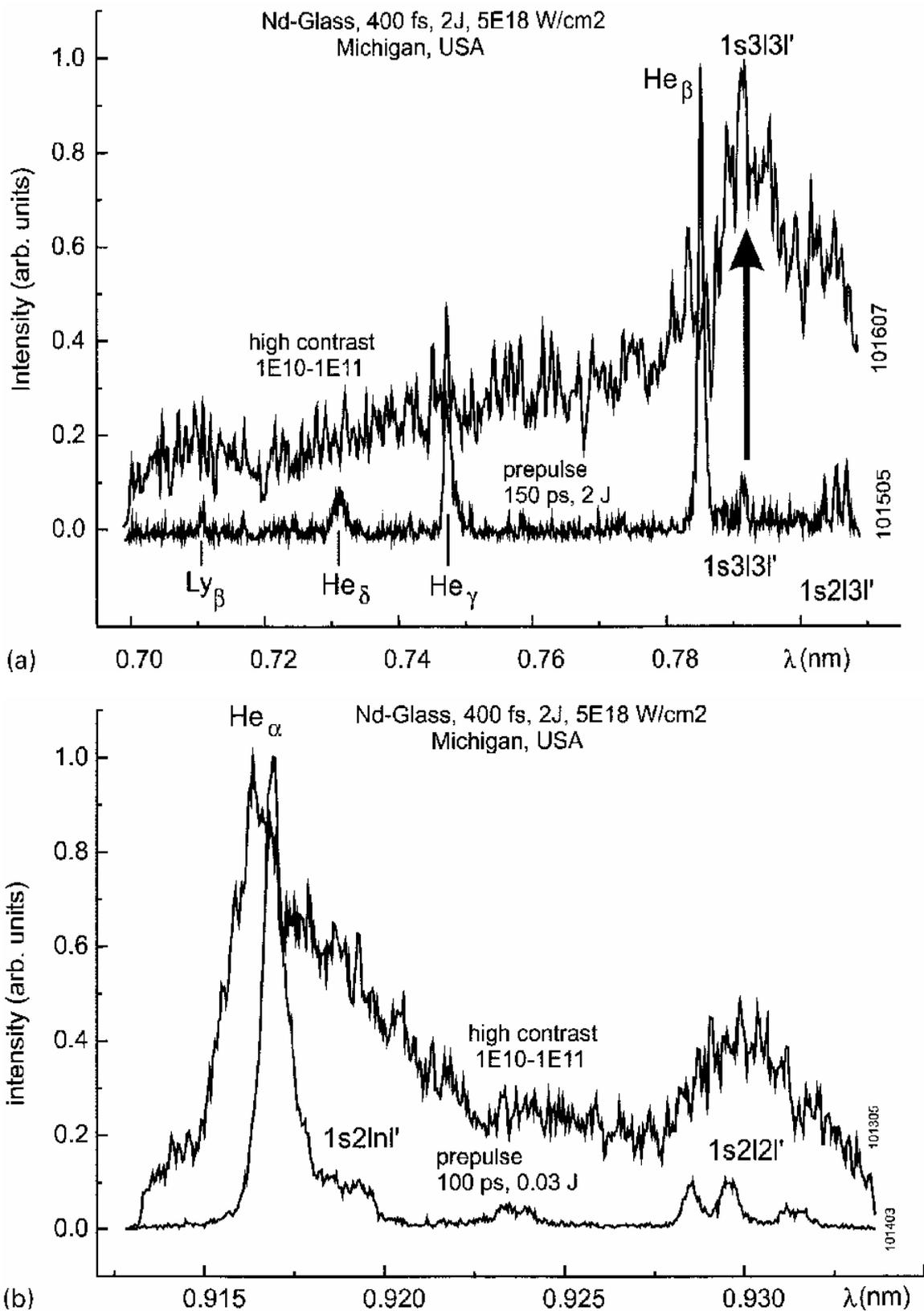


Рис. 5. Рентгеновские спектры Mg плазмы, полученные в эксперименте при высоком контрасте и с предимпульсом (рисунок взят из работы [12]).

При наличии же предимпульса спектры аналогичны спектрам, полученным в наносекундном режиме (для плазмы *Mg* см. рис.4). Таким образом, подобные новые состояния вещества требуют отличных от традиционных подходов к спектроскопии плазмы. Обнаруживается появление совершенно новых спектральных линий в тех диапазонах, где при обычных условиях присутствует только непрерывное излучение. Свойства плазмы, образующейся при воздействии субпикосекундных импульсов, коренным образом отличаются от свойств плазмы, образующейся при воздействии на мишени импульсов длительностью сотни пикосекунд или более длинных.

1.4. Спектры в экспериментах по непрямому облучению

Еще более сложные для исследований неравновесные условия реализуются при наличии сильного внешнего поля излучения, когда становятся важны процессы фотоионизации и фотовозбуждения. Подобная ситуация при определенных условиях может быть реализована в экспериментах по непрямо инерциальному синтезу в мишенях типа *hohlraum*. В работе [10] проводились исследования собственного рентгеновского излучения материалов с разным Z (*C, Al, Ti, Ag, Au*) в условиях облучения тонких фольг излучением, получаемым в *hohlraum* капсуле. Эксперименты проводились с использованием излучения на третьей гармонике йодного лазера ASTERIX IV. Энергия импульса составляла 200 Дж при длительности импульса 400 пс на длине волны 0.44 мкм. Лазерное излучение фокусировалось на мишень при помощи линзы $f/2$. С деталями эксперимента и конструкцией мишени более подробно можно ознакомиться в работе [10]. Важно, что в эксперименте можно было получить очень однородное поле рентгеновского излучения с радиационной температурой 120 эВ. При длительности лазерного импульса 400 пс излучение из мишени наблюдалось около 2 нс. Экспериментальные спектры в диапазоне 1÷7 нм представлены на рис.6, взятом из работы [10]. Спектры регистрировались со спектральным разрешением 0.12 нм и усреднялись за время 600 пс. Проведенный в [10] анализ показывает, что при интерпретации экспериментальных спектров углерода и алюминия учет неравновесности, связанной с фотоионизацией и фотовозбуждением за счет накачки излучением, является существенным. В эксперименте плотность фольг подбиралась настолько малой, что образующаяся плазма оказывалась прозрачной для нагревающего излучения. Следовательно, температура вещества была значительно меньше, чем температура нагревающего излучения. Кроме того, вещество и нагревающее излучение не находились в равновесии (что вызвано вероятнее всего малой длительностью лазерного импульса). Таким образом, наблюдаемая высокая степень ионизации углерода и алюминия может быть связана с неравновесными

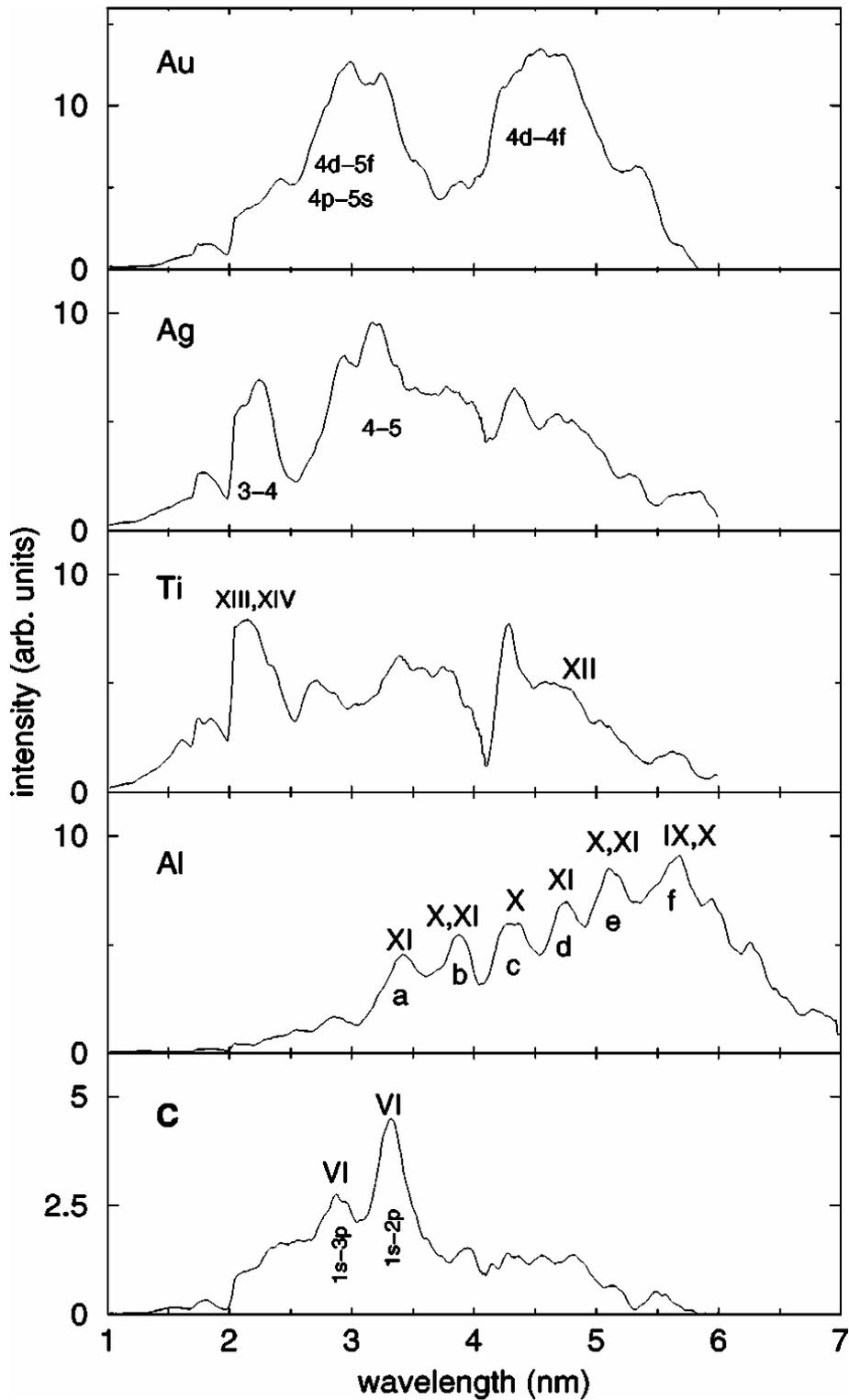


Рис. 6. Экспериментальные рентгеновские спектры излучения многозарядных ионов золота, серебра, титана, алюминия и углерода [10]. Для спектра алюминия обозначение линий следующее: (a) $Al\ XI\ 2s-5p$, (b) $Al\ X\ 2s2p-2s5d$ и $Al\ XI\ 2s-4d$, (c) $Al\ X\ 2s^2-2s4d$, (d) $Al\ XI\ 2s-3p$, (e) $Al\ X\ 2s^2-2s3p$ и $Al\ XI\ 2p-3d$, (f) $Al\ IX\ 2s^22p-2s2p3p$ и $Al\ X\ 2p^2-2p3d$.

эффектами, когда нагрев осуществляется планковским излучением с яркостной температурой, которая гораздо выше температуры нагретого оптически прозрачного вещества. Накачка таким внешним полем излучения приводит к прямой фотоионизации и фотовозбуждению, что повышает средний заряд ионов вещества.

Кроме неравновесного характера спектров представляет интерес также зависимость интегральной излучательной способности от заряда ядра. Как видно из рис.6, наиболее интенсивное излучение наблюдается для золота как элемента с наибольшим зарядом ядра. Для алюминия и титана интегральные светимости в данном спектральном диапазоне примерно одинаковы. Однако для алюминия основной вклад в излучение дают отдельные интенсивные резонансные линии высокоионизованных ионов $Al IX - Al XI$, а для титана – массивы перекрывающихся линий ионов умеренной кратности ионизации $Ti XII - Ti XIV$.

1.5. Методы повышения выхода излучения

Следующая экспериментальная ситуация, которая заслуживает внимания, связана с методами повышения выхода излучения (как интегрального по спектру, так и в заданном спектральном диапазоне) за счет включения в конструкцию мишени слоев малоплотного вещества с объемной структурой, например агара. С одной стороны, объемно-структурированные среды в твердом состоянии обладают более высокой технологичностью по сравнению с газообразными средами такой же плотности, а с другой стороны в эксперименте маленькая плотность мишеней обеспечивает гораздо меньший разлет, чем в случае мишени твердотельной плотности.

На рис.7 показан пример экспериментальных спектров многозарядных ионов меди, полученных на установке “Мишень” (ТРИНИТИ) [11]. Спектры были получены при воздействии излучения Nd лазера на длине волны 1 мкм на мишени различной структуры. Энергия импульса фокусировалась в фокальное пятно диаметром 100 мкм, при этом плотность потока на поверхности мишени составляла $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² при длительности импульса 2.5 нс. На рис.6 представлены спектры для трех типов мишеней: 1) медная фольга твердотельной плотности; 2) мишень из агара $(C_{14}H_{18}O_7)_n$ плотностью 1.5 мг/см³ с примесью $CuCl_2$ (0.5 мг/см³), перед которой располагался рентгеновский конвертор (медный слой толщиной 0.1 мкм); 3) такая же мишень без конвертора. Сравнение спектров показывает, что в диапазоне $7.5 \div 9 \text{ \AA}$ для мишеней из агара с примесями наблюдается достаточно интенсивное линейчатое излучение иона $Cu XXI$, в то время как для спектров, полученных при облучении фольги твердотельной плотности излучение в этом диапазоне пренебрежимо мало. Наличие излучения ионов большей кратности ионизации говорит о более высокой электронной

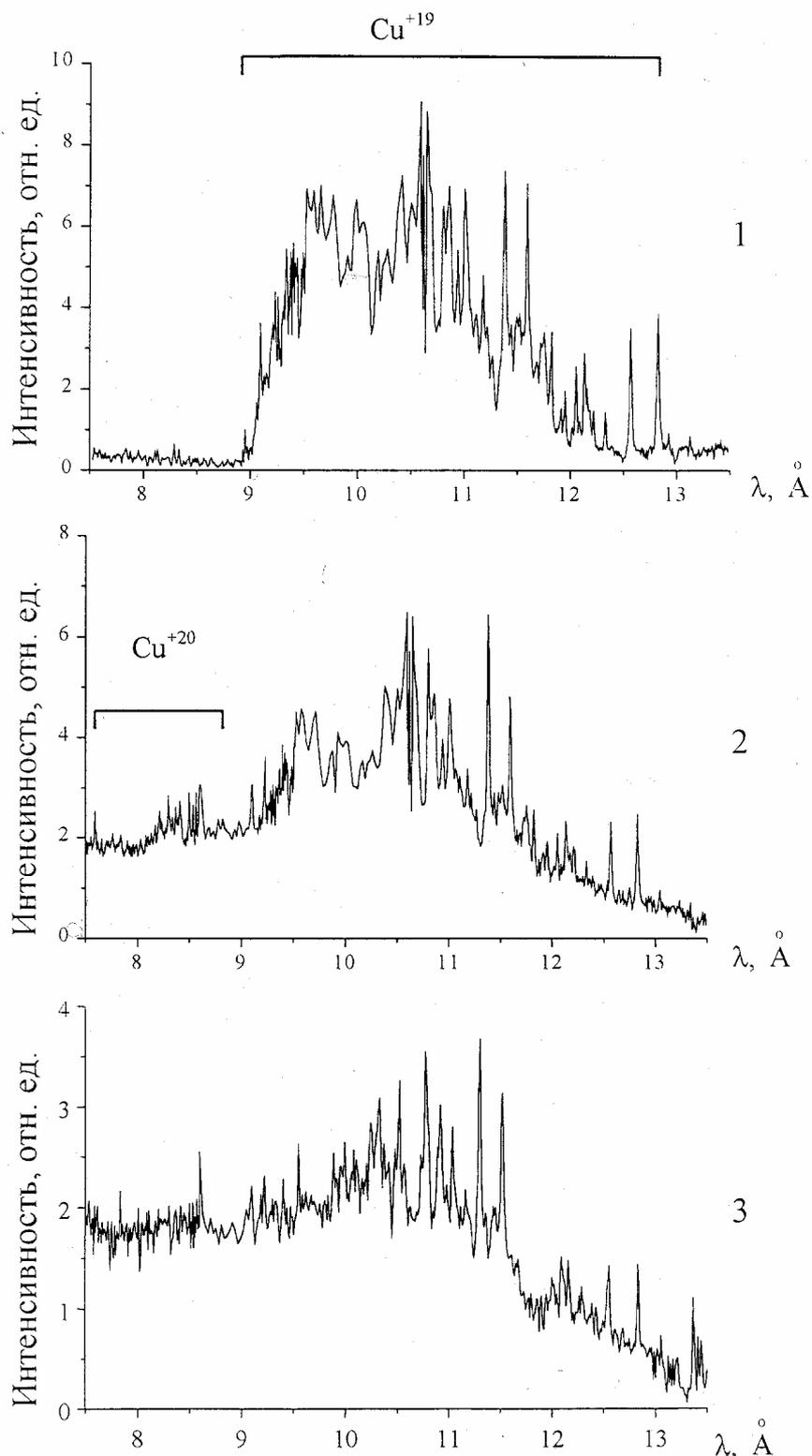


Рис. 7. Спектры излучения многозарядных ионов меди, полученные на установке “Мишень” [11] для мишеней различного состава: (1) медная фольга; (2) мишень из агара плотностью 1.5 мг/см^3 с примесью CuCl_2 (0.5 мг/см^3), перед которой расположен рентгеновский конвертор (медный слой толщиной 0.1 мкм); (3) мишень из агара плотностью 1.5 мг/см^3 с примесью CuCl_2 (0.5 мг/см^3), но без конвертора.

температуре, которая достигается вследствие меньшего гидродинамического разлета мишени из агара с примесями, обладающей малой плотностью. Следствием более высокой электронной температуры является и более интенсивное излучение в пересчете на один ион меди в диапазоне $10\div 13 \text{ \AA}$ при облучении мишени из агара с конвертором (2), чем для случая облучения медной фольги (1). При этом из рис.7 следует, что абсолютные интенсивности линий в этом диапазоне вследствие большей концентрации тяжелых многозарядных ионов все же больше для случая облучения медной мишени твердотельной плотности.

Рассмотренный пример поведения спектров в зависимости от структуры и конструкции мишени показывает наличие возможностей для управления спектральным составом и энергетическими характеристиками излучения на лазерных установках путем подбора дизайна мишени без изменения энергетика и других характеристик экспериментальной установки и лазерного импульса.

2. Спектральные свойства излучения разрядной плазмы

2.1. Z-пинчи

Магнитное сжатие плазменных оболочек и Z-пинчей в мощных электрических генераторах позволяет получать плотную высокотемпературную плазму многозарядных ионов. Плазма в таких генераторах нагревается за счет кинетической энергии, сообщаемой плазме давлением магнитного поля и диссипируемой в ударных волнах, джоулевым нагревом и PdV работы давления и магнитного поля над преднагреваемой плазмой. Энерговклад в плазму может превышать десятки кэВ в расчете на один ион, однако большая часть этой энергии успевает излучиться за счет высокой эмиссионной способности плазмы многозарядных ионов.

Для прикладных задач представляет интерес K- и L-излучение плазмы многозарядных ионов. В экспериментах на генераторе «Ангара-5-1» с уровнем тока 4 МА [17] и ускорителе «Z» с током 20 МА [18], а также ряде других импульсных генераторов, проводились исследования с Z-пинчами, получаемыми при сжатии многопроволочныхборок (лайнеров) из различных материалов. Наибольшая эффективность генерации K-излучения на генераторе «Ангара-5-1» получена при использовании алюминиевых лайнеров. Детальный спектр H- и He-подобных ионов Al в интервале 1.5-2.5 кэВ представлен на рис. 8а. Мощность излучения пинча $\sim 1.5 \text{ ТВт}$, причем в области $\hbar\omega \sim 1 \text{ кэВ}$ эта мощность составляет 0.3-0.4 ТВт. Сравнение измеренного излучения с расчетами [19] показало, что температура пинча лежит в интервале от 250 до 400 эВ, а плотность электронов $N_e \sim 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. На рис. 8б представлен также спектр медной плазмы Z-пинча [17, 19] в интервале 8-13Å. Спектр состоит из линий, соответствующих, в основном, переходам

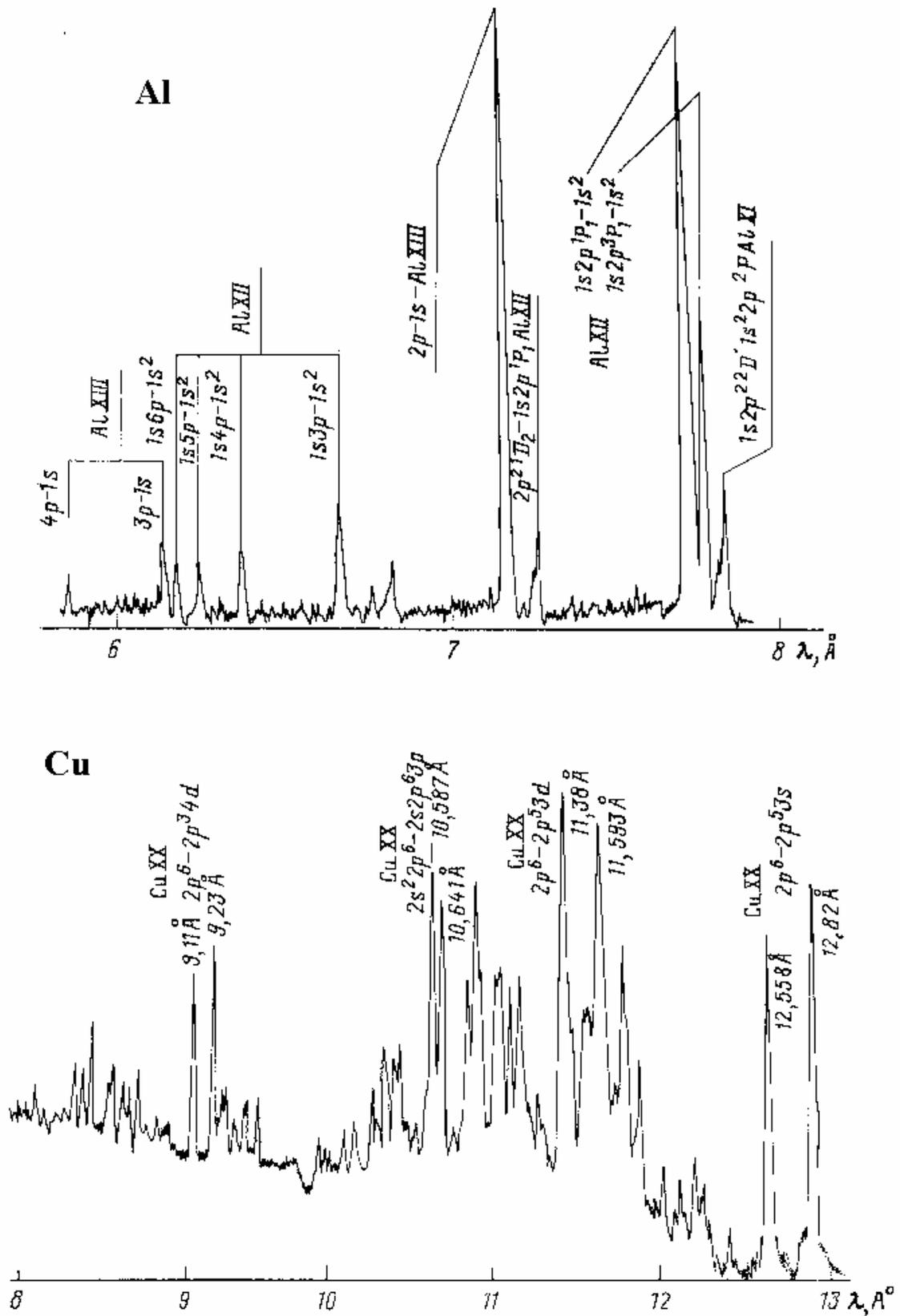


Рис. 8. Спектры излучения (интегральные по времени) плазмы многопроводных лайнеров из алюминия (вверху) и меди (внизу).

в $[Ne]$ -подобном ионе $CuXX$ и $[F]$ -подобном ионе $CuXXI$ (~ 40 линий). Температура медной плазмы достигает 200 эВ. Рассчитанная из сравнения излучения в резонансных $[H]$ - и $[He]$ - и интеркомбинационных $[He]$ -подобных линиях [19] скорость лайнера достигала $2.5 \cdot 10^7$ см/с.

На генераторе с большим током «Saturn» (7 МА) выход K -излучения из плазмы Al превысил 30 кДж. А на значительно более мощном ускорителе «Z» эффективность генерации K -излучения максимальна для плазмы из веществ типа титана ($Z=22$), с большим, чем у алюминия ($Z=13$), зарядом. Наиболее высокая температура возникает за счет ударного механизма нагрева плазмы с линейной массой 2 мг/см, ускоренной до $7-9 \cdot 10^7$ см/с. В результате формируется Z -пинч диаметром ~ 2 мм. Энергия излучения в K -линиях Ti (4,8 кэВ) в экспериментах составляет 75-125 кДж при полном выходе энергии излучения 1.2 МДж. Оценка температуры плазмы Z -пинча дает $T_e \sim 2.7-3.2$ кэВ.

Температура плазмы на уровне 0.8-1.2 кэВ была получена также и на генераторе «Ангара-5-1» [20] в экспериментах с так называемым композитным Z -пинчем, в котором плазменная оболочка из Ar схлопывалась на пенообразный керн из агара $(C_9 O_5 H_{12})_n$ с 30% добавкой KCl . Спектр излучения такого композитного Z -пинча представлен на рис.9. Измерения величин интенсивностей резонансных переходов $[H]$ - , $[He]$ - подобных ионов K и Cl ($\hbar\omega = 3.51$ кэВ) и интеркомбинационного перехода $1s2p(^3P_1)-1s^2(^1S_0)$, а также выраженное присутствие линий $Cl [He]$ ($\hbar\omega = 2,95$ кэВ) и $K[H]$ ($\hbar\omega = 3.51$ кэВ) показали, что в плазме присутствуют зоны с температурой $T_e \sim 1$ кэВ с плотностью электронов $N_e \sim 2 \times 10^{21}$ см⁻³, причем эта плотность соответствует начальной плотности пены при степени ионизации, соответствующей полученной температуре. Как затем показано в работе [21], столь высокая температура достигается на контактной границе плазмы керна и налетающей на него плазмы аргона за счет нагрева в ударной волне.

Эксперименты на установках «Ангара-5-1» и «Z» показали, что K -излучение генерируется в неравновесной плазме средних ионов типа $Al-Ti$. Описание такой плазмы возможно лишь в полной радиационно - столкновительной модели с учетом переноса излучения и доплеровского сдвига линий за счет движения сжимаемой плазмы.

Для более тяжелых ионов типа Xe , Mo , W на генераторе «Ангара-5-1» [17,22,23] и W на ускорителе «Z» [24,25] температура и жесткость излучения плазмы существенно меньше, чем для плазмы средних ионов, однако полная мощность излучения и интегральный выход энергии значительно выше. Например, на генераторе «Ангара-5-1» энергия излучения плазмы вольфрама достигала 150 кДж, в то время как для алюминия она не превышала 80 кДж, а на ускорителе «Z» энергия излучения вольфрамового лайнера составляла 2 МДж при рекордной мощности ~ 200 ТВт [24]. В экспериментах с двойными многопроволочными лайнерами («nested wire array») за счет уплотнения плазмы

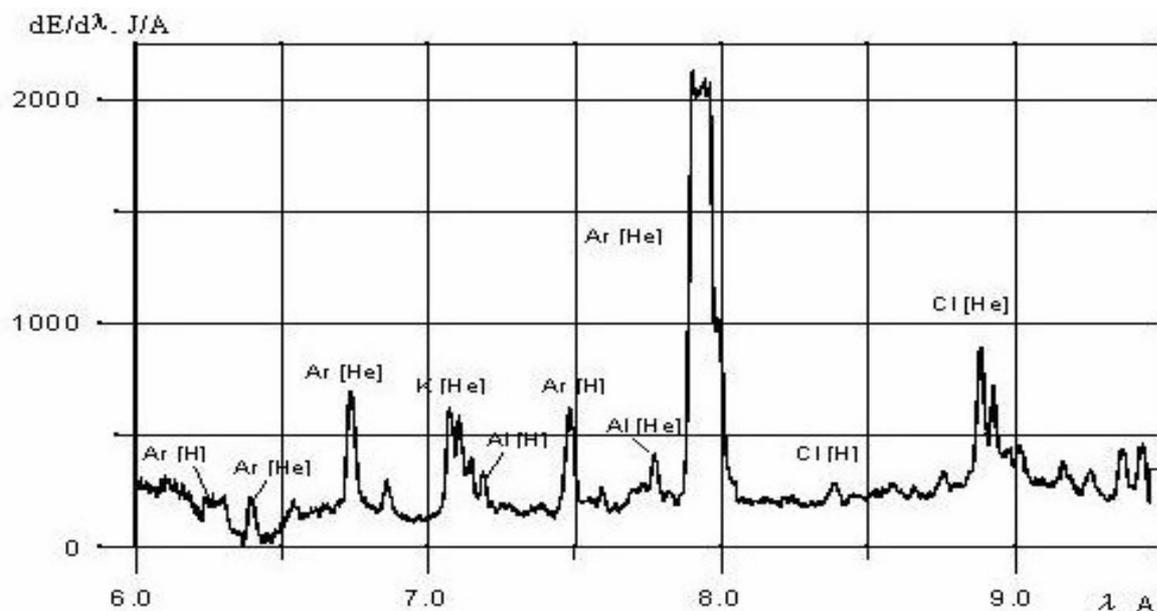


Рис. 9. Интегральный по времени спектр линейчатого излучения, полученный на установке «Ангара-5-1». Внешняя оболочка – полая газовая струя *Ar*, внутренняя нагрузка – цилиндр из пены (55 мкг/см) с добавкой *KCl* (30% по весу). Наблюдается также излучение (*[H]* – и *[He]* – подобных ионов *Al*) с катода.

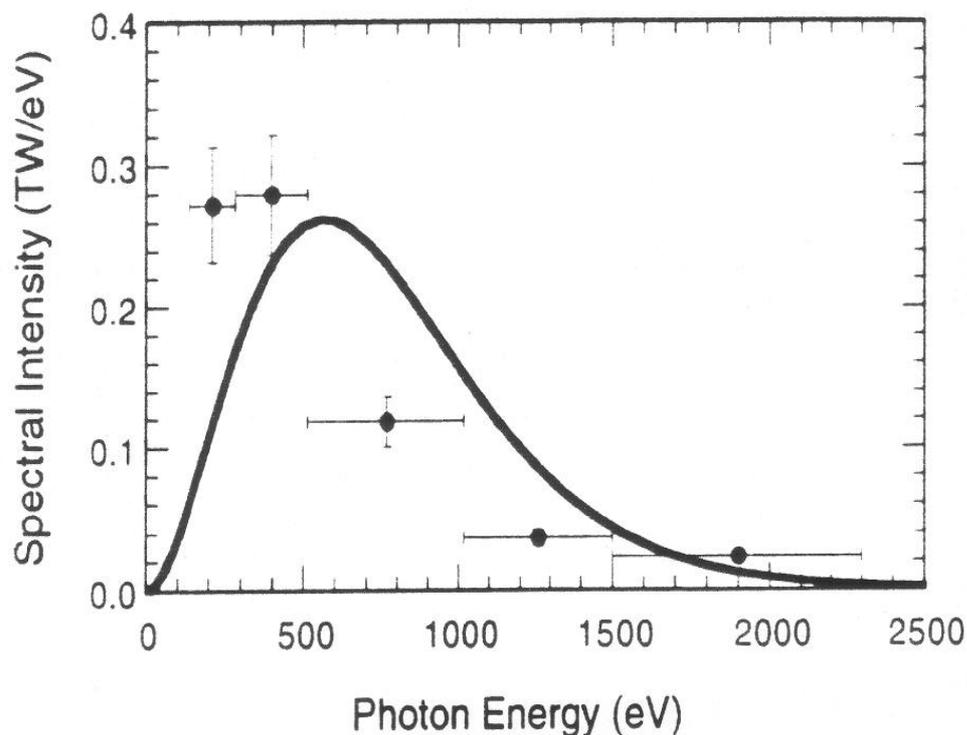


Рис. 10. Спектральные данные в сравнении с 200 эВ планковским спектром, полученные на ускорителе «Z» при сжатии многопроволочных сборок из вольфрама.

при промежуточном столкновении лайнеров достигнута рекордная мощность излучения 280 ТВт при полной энергии 1.8 МДж. На рис.10 представлен спектр излучения вольфрамовой плазмы в экспериментах на установке «Z» [25]. Температура плазмы достигает ~200 эВ для «Ангара-5-1» и ~360 эВ для «Z». Спектры представляют собой набор кластеров с огромным количеством перекрывающихся линий, составляющих практически непрерывный спектр. Теоретический анализ экспериментов на «Z» [10,11] показал, что плазма тяжелых ионов не находится в локальном термодинамическом равновесии с излучением, плотность энергии излучения составляет ~3% от планковской, однако даже такая относительно невысокая реабсорбция излучения значительно изменяет состояние плазмы за счет высокой скорости фотопроецессов через процессы фотовозбуждения и фотоионизации.

Интенсивное излучение Z-пинчей плазмы многозарядных ионов используется для исследований физики высоких плотностей энергии, уравнения состояния вещества [28], степени неравновесности плазмы [29], а также для экспериментального моделирования динамики мишеней для инерциального термоядерного синтеза в схемах с непрямым облучением [25].

В экспериментах на ускорителе «Z» энергия рентгеновского излучения вольфрамового пинча переизлучалась на мишень в полости с золотым покрытием с тем, чтобы получить близкое к планковскому изотропное излучение. Спектр такого излучения приведен в работе [25]; интенсивность излучения соответствует «черному излучению» с температурой $T_r \sim 140$ эВ (т.н. «яркостная температура»).

Энергия излучения, сообщаемая мишени, значительно возрастает, если мишень поместить в полость «двойного лайнера» [30], называемого также «dynamic hohlraum» [31] за свойство удерживать энергию излучения, возникающего при соударении лайнеров. В ряде экспериментов на генераторе «Ангара-5-1» [17,32,33] и ускорителе «Z» [34,35] с «двойным лайнером» («dynamic hohlraum») было показано, что тепловое рентгеновское излучение генерировалось в момент соударения лайнеров, удерживалось внутри лайнеров и существенно усиливалось за счет этого. В то же время в экспериментах на генераторе «Ангара-5-1» было обнаружено, что несмотря на увеличение лучистого потока излучение не является планковским и в условиях эксперимента [17,32,33] не находится в ЛТР с плазмой. Измеренная «яркостная температура» излучения ~84 эВ (соответствующая полученной интенсивности планковскому спектру) была значительно ниже «спектральной температуры» (вычисленной по составу спектра) излучения ~130 эВ.

С увеличением тока в экспериментах на «Z» [34,35] за счет значительно большей массы и, соответственно, оптической плотности внешнего лайнера, яркостная и спектральная температуры излучения существенно сблизилась. Было измерено 13 ТВт излучение со временем импульса 4 нс через 2,4 мм от-

верстие в крышке на торце внутреннего малоплотного пластикового лайнера, внешний лайнер был из вольфрама. В этих экспериментах с «dynamic hohlraum» на ускорителе «Z» достигнуты выдающиеся результаты. Яркостная температура излучения на мишень составила свыше 215 эВ [34], а энергия, поглощенная 1,7 миллиметровой сферической мишенью превысила 20 кДж [35], что, как отмечено в той же работе, превосходит все достигнутые ранее результаты по непрямому лазерному облучению.

2.2. X-пинчи

Интересным источником мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн $0.2 \div 10 \text{ \AA}$ является плазма X-пинча, образующаяся при электродинамическом взрыве проводника в виде конструкции двух или более скрещенных в одной точке тонких проволок. Наиболее обширные и детальные исследования плазмы X-пинча, включая радиационные процессы, проводятся в Корнельском университете на установке XR (ток до 500 кА, длительность импульса 100 нс, импеданс - 0.5 Ом) (см., например, [13]-[16]). Исследовались X-пинчи с проволоками диаметром 7.5 - 50 мкм из самых различных металлов (*Mg, Al, Ti, Ni, Cu, Nb, Mo, Pd, Ag, Ta, W* и др.). Спектральные исследования излучения проводились с помощью изогнутых кристаллических спектрографов. Регистрация спектров с временным разрешением велась с использованием стрик-камеры. Эксперименты поддерживались 2D-МГД расчетами.

На основании экспериментальных данных и их сопоставления с результатами численных расчетов можно сделать следующие основные выводы об особенностях излучательных процессов плазмы X-пинча. По характеру излучательных процессов эволюцию плазмы X-пинча можно разделить на три стадии. В качестве примера на рис. 11, взятом из работы [13], представлены спектры излучения плазмы проволок из *Mo*, измеренные в различные моменты времени, которые иллюстрируют временную эволюцию излучения. Первая стадия, длительность которой составляет несколько десятков нс (10-50 нс) – это образование перетяжки в области точки пересечения проволок. На этой стадии спектр излучения непрерывный, но в конце этой стадии при кумуляции перетяжки к оси и образовании горячей точки все более доминирующую роль начинает играть излучение в линиях.

Длительность второй стадии эволюции плазмы X-пинча – стадии существования горячей точки – несколько десятков пс (10-20 пс). На этой стадии пик излучения в непрерывном спектре (максимум соответствующего планковского спектра попадает в интервал 1-5 кэВ) приходится на состояние плазмы с самой высокой плотностью электронов $N_e > 10^{23} \text{ см}^{-3}$, когда температура составляет 0.5-1 кэВ. Максимум температуры плазмы 2-4 кэВ достигается позже, но плотность к этому моменту оказывается ниже $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$. На стадии существования

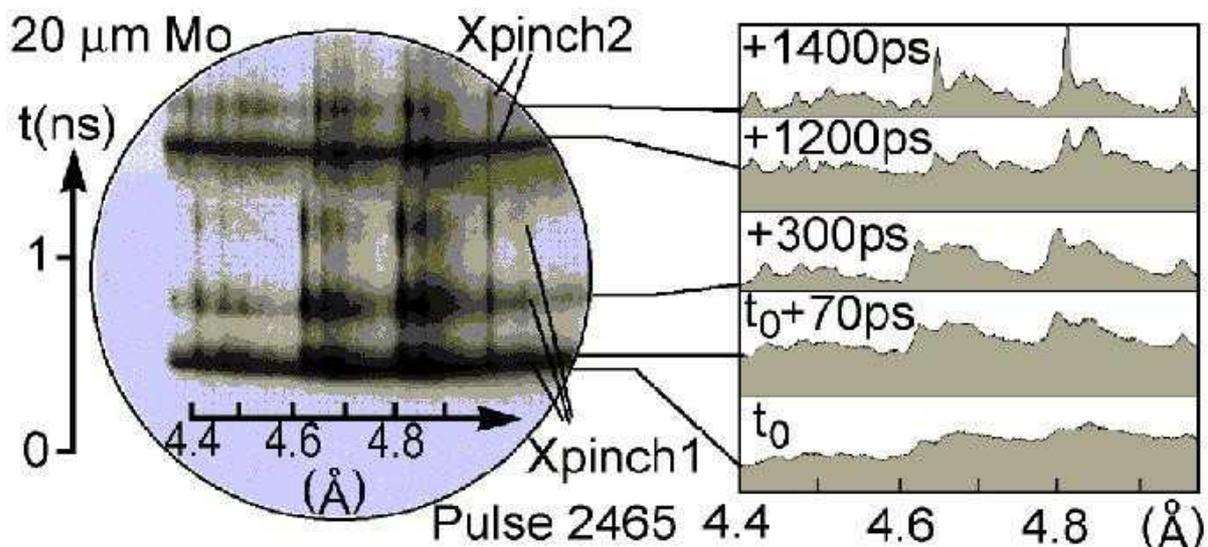


Рис.11. Спектрограмма и спектральные профили излучения плазмы *Mo* в X-пинче [13].

горячей точки радиационное давление оказывается сравнимым с тепловым давлением плазмы. Кроме того, скорость радиационных потерь превосходит скорость джоулевого нагрева плазмы. Поэтому можно предположить, что процесс кумулятивного образования горячей точки по своему характеру близок к явлению «радиационного коллапса». Численные расчеты, например, для X-пинча из двух *Mo* проволочек диаметром 10 мкм дают для энергии излучения за время существования горячей точки значение 0.1-0.2 Дж. При длительности стадии 10-20 пс это означает, что мощность излучения составляет 10-20 ГВт. Соответствующая интенсивность излучения у поверхности горячей точки при ее размерах в несколько микрометров оказывается $\sim 10^{17} \div 10^{18}$ Вт/см².

На стадии существования горячей точки излучение непрерывного и линейчатого спектров имеет тепловую природу, но спустя время уже наносекундного масштаба в линейчатом спектре излучения появляются хорошо различимые характеристические переходы с энергией ~ 20 кэВ. Появление линий характеристического излучения соответствует стадии разрыва перетяжки в результате взрыва горячей точки и свидетельствует о генерации пучков ускоренных электронов в остаточной плазме. Указанные выше значения энергий характеристических переходов, определенные в эксперименте по спектрам излучения, позволяют оценить кинетическую энергию ускоренных быстрых электронов на уровне 100 кэВ.

Таким образом, интересная и важная особенность X-пинча как источника рентгеновского излучения состоит в том, что временная динамика свойств этого точечного источника высокой яркости позволяет исследовать временную эволюцию спектрального состава от непрерывного спектра до линейчатого и характеристического спектров и связать ее с временной эволюцией температуры, плотности и размера плазмы.

2.3. Капиллярные разряды

В последнее время значительно возрос интерес к созданию электроразрядных источников излучения (Z -пинч, капиллярный разряд, плазменный фокус) в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгеновского спектра. Этот интерес в значительной мере связан с применением такого излучения в литографии. Проводится множество специализированных симпозиумов и публикуется огромное количество работ. В настоящее время основная масса исследований ведется в области длины волны 135\AA , где наиболее эффективными излучателями считаются ионы $XeX-XI$ и $SnVII-XI$. На рис.12 представлены типичные спектры ксенона, полученные в микросекундном капиллярном разряде [36], в диапазоне $70 - 150\text{\AA}$ в зависимости от времени. На рис.13 приведены интегральные по времени спектры Kr и Xe в диапазоне $95-225\text{\AA}$, также полученные в капиллярном разряде. Более детальный спектр ксенона в диапазоне $70 - 170\text{\AA}$, полученный в плотном плазменном фокусе [37], приведен на рис.14.

Плотность плазмы в капиллярном разряде или плазменном фокусе относительно мала ($N_i \sim 10^{16} - 10^{17}\text{ см}^{-3}$), поэтому в целом плазма пинча практически прозрачна и реабсорбция излучения имеет место лишь в наиболее сильных линиях. Теоретические расчеты [38] в столкновительно-излучательной модели показывают, что температура такой плазмы составляет $30-50\text{ эВ}$.

3. Генерация неравновесного рентгеновского излучения в квази-замкнутой геометрии

Характерной особенностью плазмы, возникающей в сферическом боксе при облучении его внутренней поверхности мощным лазерным излучением, является ее неравновесность и нестационарность. Поэтому спектр генерирующегося внутри бокса рентгеновского излучения также сильно отличается от равновесного планковского спектра. Аккуратный расчет спектрально-временных характеристик излучения, заполняющего внутренний объем бокса и взаимодействующего с мишенью, помещаемой внутрь, требует расчета спектральных коэффициентов поглощения и светимости неравновесной и нестационарной плазмы. Это в полной мере можно реализовать только при численном моделировании всех процессов, происходящих в плазме, а именно: поглощения мощного лазерного излучения в горячей плазме, движения неравновесной плазмы, переноса энергии электронами и ионами, электронно-ионной релаксации, генерации и переноса неравновесного рентгеновского излучения, кинетики ионизации плазмы и т.д.

В экспериментах на установке ИСКРА-5 мишень представляет собой сферический медный бокс диаметром $1.3-4\text{ мм}$, на внутренней поверхности которого напылен тонкий $\sim 1\text{ мкм}$ слой золота. Этот слой служил конвертором

Xe, $U = 8 \text{ kV}$, $p = 50 \text{ Pa}$, $I_{\text{max}} = 32 \text{ kA}$

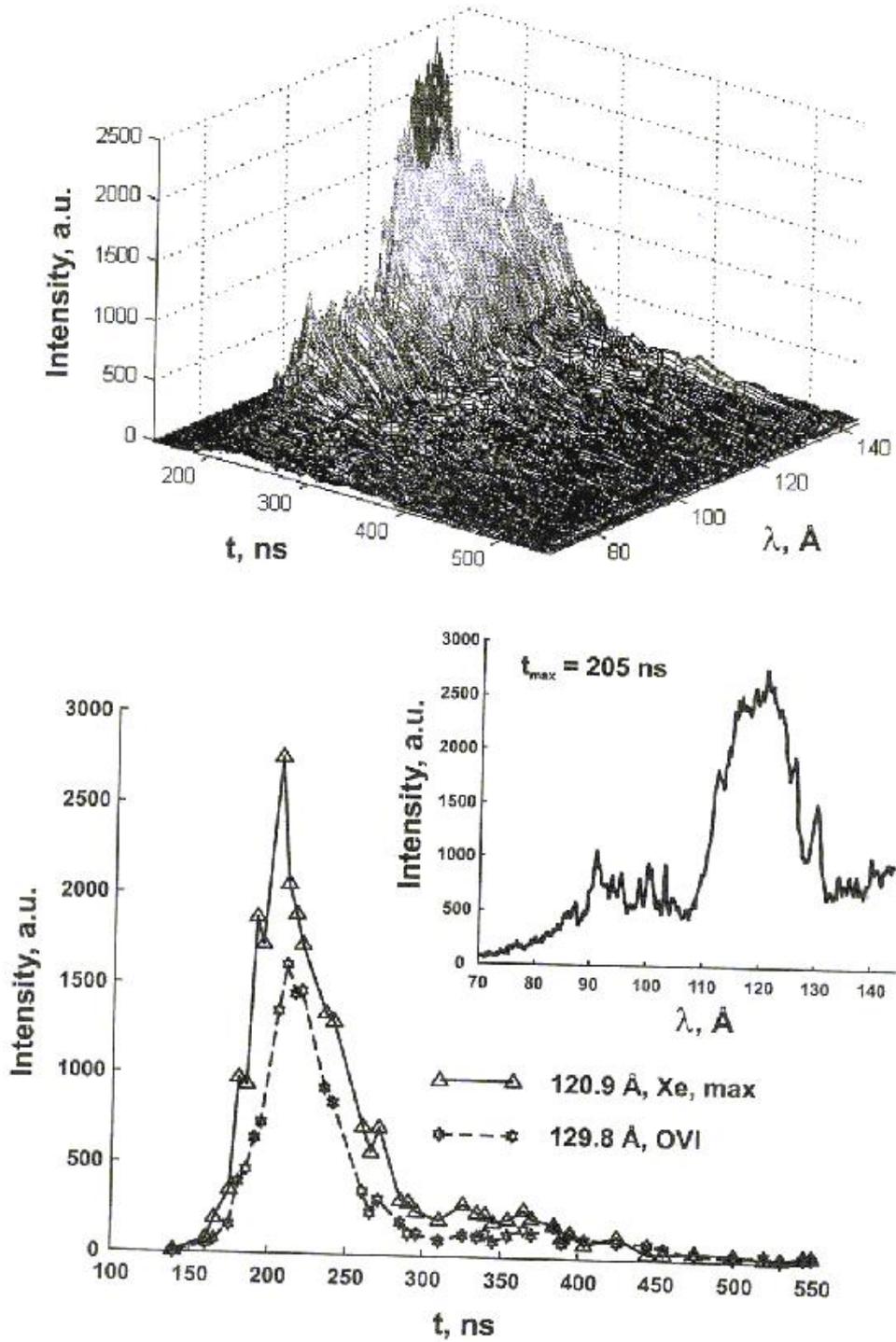


Рис. 12. Спектры микросекундного капиллярного разряда Xe в зависимости от времени, а также спектр Xe в момент максимума излучения при $t=205$ нс в линии 120.9 Å.

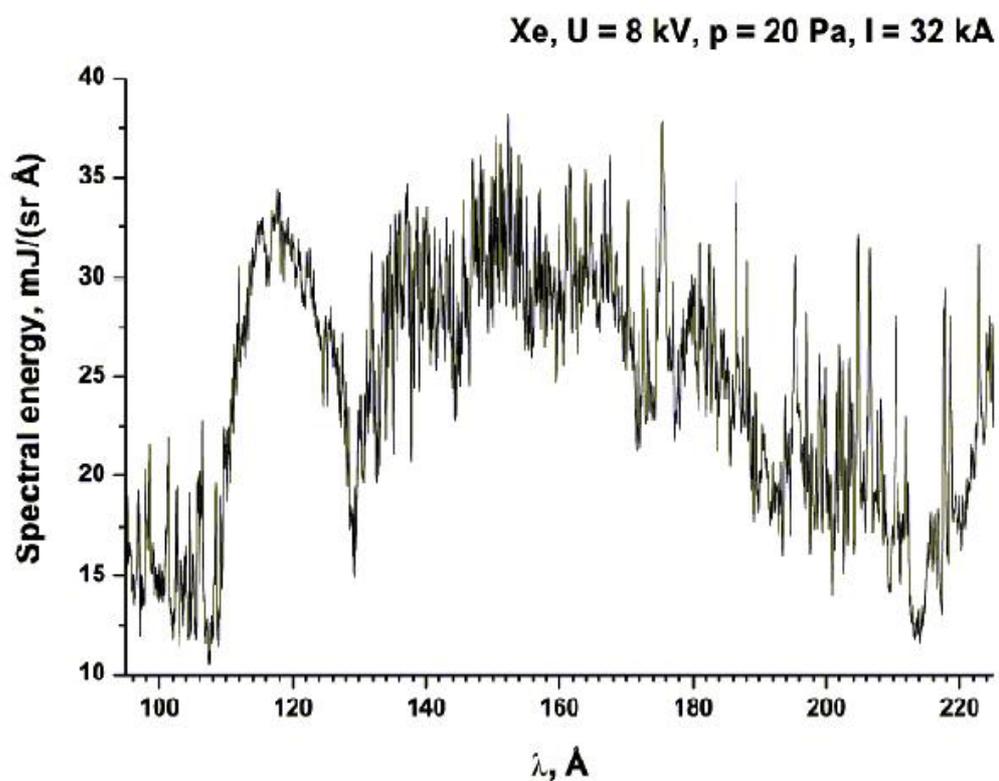
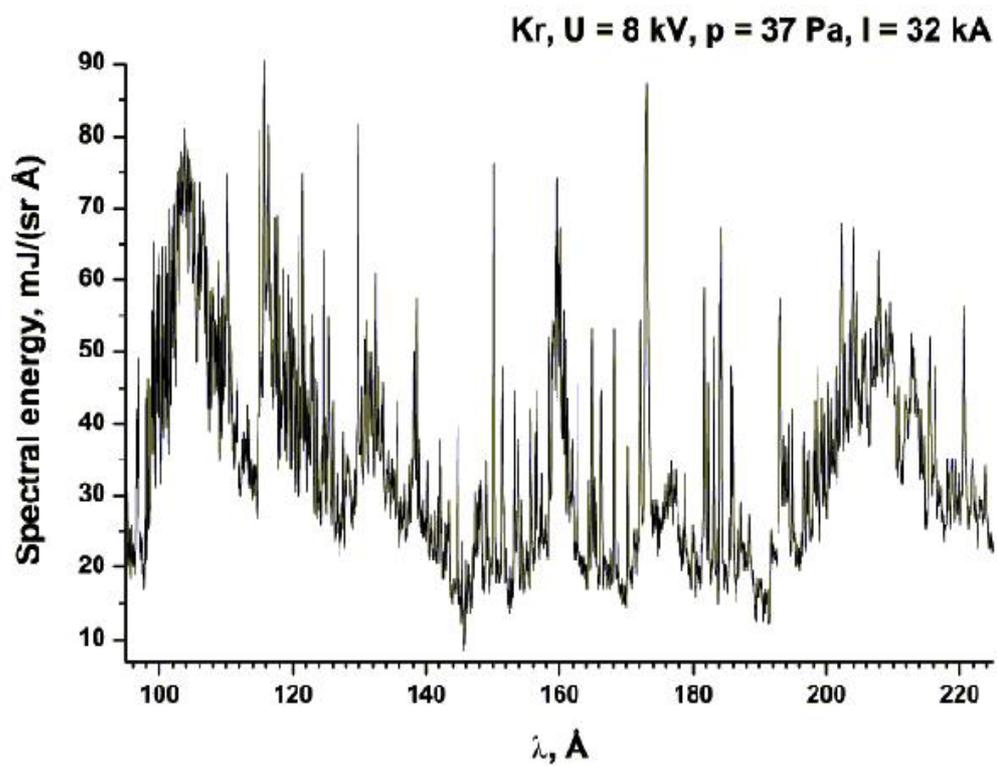


Рис. 13. Спектры *Kr* и *Xe* (интегральные по времени) в диапазоне 95-225 Å в микросекундном капиллярном разряде.

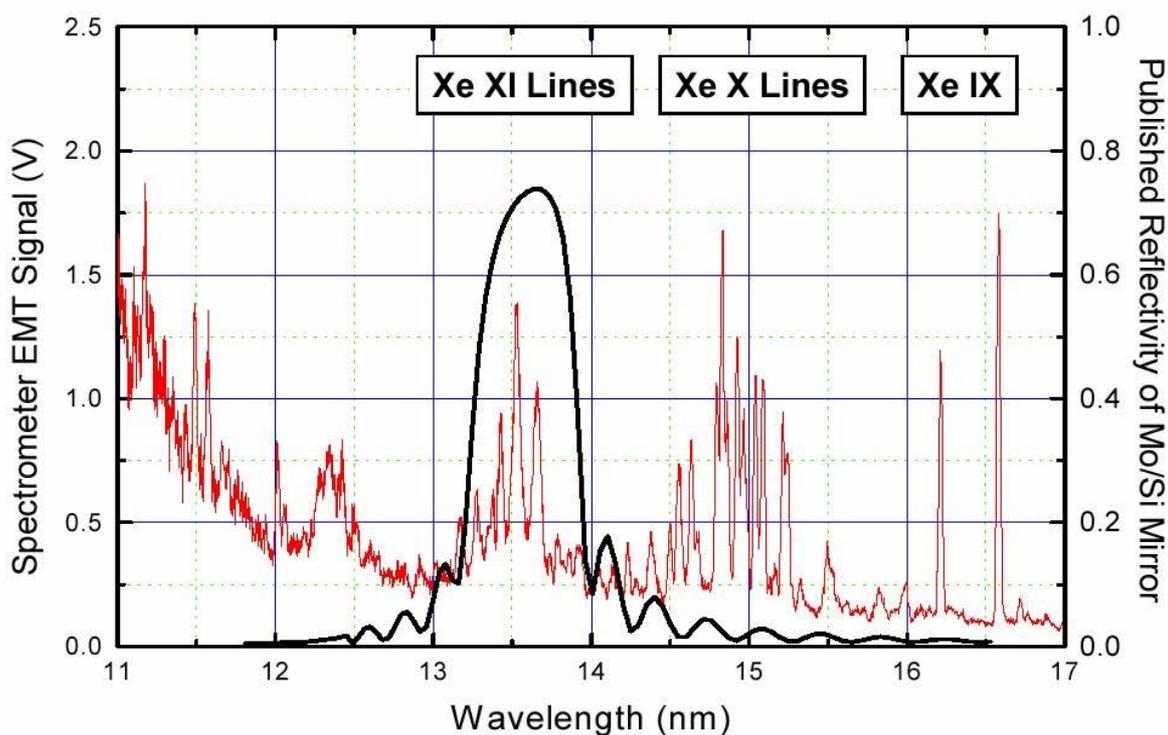


Рис. 14. Спектр линейчатого излучения Xe, полученный в экспериментах с плазменным фокусом (интегральный по времени). Приведена также кривая отражающей способности Mo/Si зеркала.

лазерного излучения установки ИСКРА-5 (длина волны 1.315 мкм, энергия в импульсе 8-10 кДж, длительность импульса 0.3-0.5 нс), которое вводилось внутрь бокса через 6 отверстий и облучало его внутреннюю поверхность. Характерной особенностью такого конвертора является многократное перерасcеяние лазерного излучения внутри бокса, так как при длине волны $\lambda=1.315$ мкм, на которой работает установка ИСКРА-5, коэффициент поглощения лазерного излучения (ЛИ) золотой плазмой не превышает 30%. Благодаря этому происходит существенное выравнивание средней освещенности стенок бокса лазерным излучением. Формируемая при поглощении ЛИ золотом лазерная корона (электронная температура около 3-4 кэВ, плотность около 10^{-3} г/см³) является источником первичного неравновесного рентгеновского излучения (РИ). Это излучение, поглощаясь более плотными и холодными слоями золотой плазмы, формирует рентгеновскую корону (электронная температура около 0.2 кэВ, плотность около 0.2-0.5 г/см³), которая трансформирует спектр первичного РИ в планковский с температурой около 150 эВ.

Регистрация спектра рентгеновского излучения [44-46], генерируемого стенками бокса, показала, что спектр является неравновесным (рис. 15) [45]. Абсолютные измерения энергии рентгеновского излучения показали, что рент-

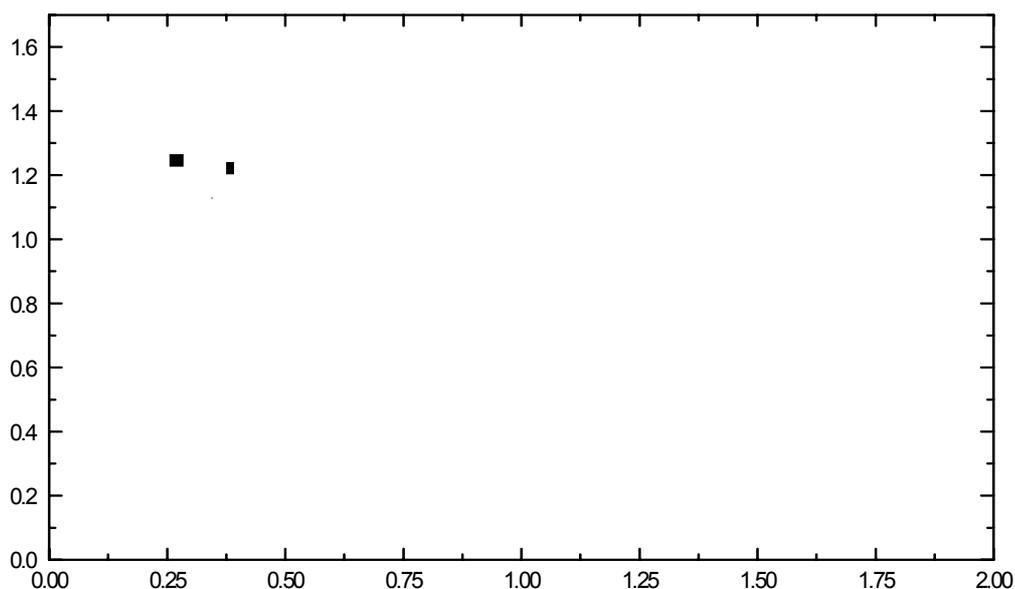


Рис. 15. Регистрация формы спектра рентгеновского излучения в боксе диаметром 2 мм с помощью спектрографа на дифракционной решетке (пунктирные кривые) [45] и спектрометра на рентгеновских зеркалах (квадратики) [46] и сравнение с одномерным расчетом (сплошная кривая).

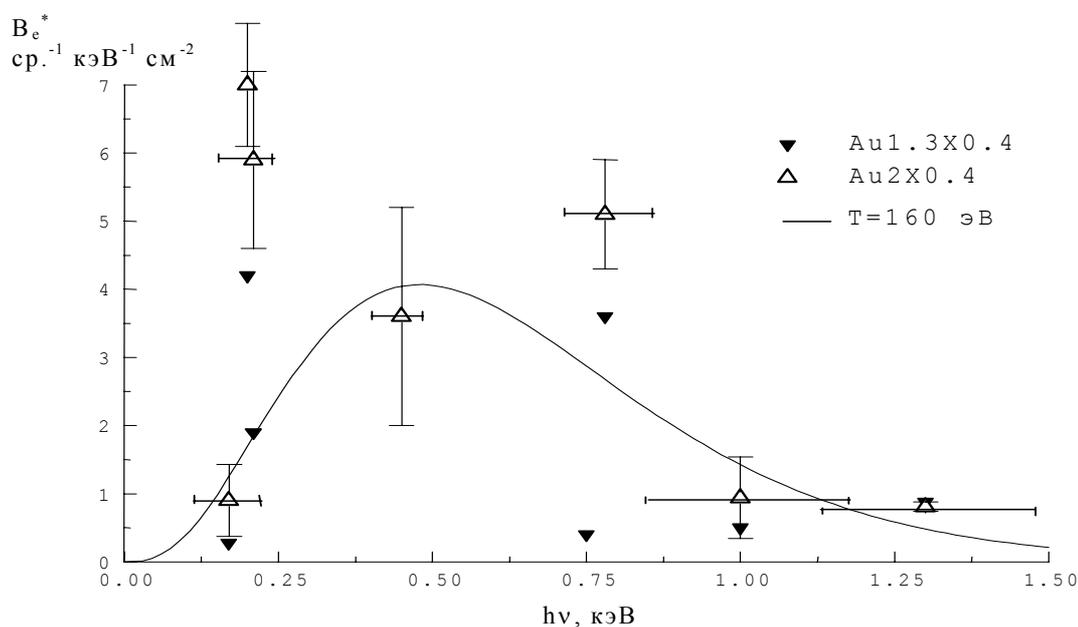


Рис. 16. Результаты измерения спектров золота спектрометром на вакуумных-рентгеновских диодах для боксов диаметром 1.3 (черные треугольники) и 2 мм (светлые треугольники) и отверстиями для ввода лазерного излучения диаметром 0.4 мм.

геновский поток, облучающий поверхность стеклянной капсулы, соответствует эффективной температуре $160 \div 170$ эВ (рис. 16).

Для исследования процессов формирования резонансного РИ в неравновесной оптически толстой плазме на установке ИСКРА-5 использовалась другая конструкция мишени, представляющая собой тонкослойную сферическую мишень (ТСМ), в которой внутренняя оболочка из элементов со средними Z полностью прогревается лазерным излучением, вводимым внутрь мишени, а внешняя оболочка из элементов с малыми Z является прозрачной для нарабатываемого внутри резонансного РИ [47]. Прозрачность внешней оболочки ТСМ и высокая информативность спектров РИ позволяют детально исследовать кинетические и газодинамические процессы в высокотемпературной многозарядной плазме мишени. Как показал расчетно-теоретический анализ, на установке ИСКРА-5 можно исследовать конверсию ЛИ в РИ и накопление квантов резонансного излучения He_{α} с энергией квантов $\hbar\omega \sim 6 \div 8$ кэВ при оптической толщине плазмы мишени в резонансных линиях $\tau_{\alpha} \sim 50 \div 100$ пробегов и температуре плазмы $3 \div 4$ кэВ. Высокая температура плазмы в ТСМ достигается благодаря процессу кумуляции плазмы лазерной короны в центре мишени.

Опыты по конверсии лазерного излучения в рентгеновское с новым типом мишеней позволяют исследовать процессы генерации резонансного РИ с энергией квантов ≥ 7 кэВ в оптически толстой плазме элементов с большими Z в области температур плазмы $\sim 3 \div 4$ кэВ и расширяют диапазон экспериментальных исследований неравновесной кинетики многозарядной плазмы, необходимых для верификации численных методик и моделей неравновесной плазмы.

Заключение.

Как показано в работе, эффекты неравновесности весьма существенны для излучающей плазмы. Сложный, нестационарный характер поведения лазерной и разрядной плазмы, ее неравновесность, требуют для описания такой плазмы полной радиационно - столкновительной модели с учетом переноса излучения и эффектов реабсорбции. Дальнейшее развитие методов моделирования сдерживается из-за отсутствия необходимых атомных данных (или их недостаточной точности), особенно для многозарядных ионов.

Отметим ряд обстоятельств. Спектры излучения плазмы, образованной ультракоротким лазерным импульсом, достаточно просты для анализа (так как относятся к оптически прозрачным), однако требуют учета длительности свечения плазмы (и изменения параметров плазмы за это время) и реабсорбции в линиях. При анализе спектров [H]- и [He]-подобных ионов важной оказывается информация о наличии предимпульса, который может существенно изменить параметры плазмы. При анализе задач по непрямому облучению мишеней возможны эффекты, связанные с различием температур излучающей плаз-

мы (стенки) и нагревающего излучения. В данной работе приведен пример анализа экспериментов на установке "Искра-5".

Эксперименты на импульсных установках (Z-пинчи, X-пинчи, капиллярные разряды) демонстрируют разнообразие экспериментальных ситуаций и проблем. Динамика Z-пинчей в основном известна и проблема состоит в адекватном описании излучения сложной многокомпонентной плазмы. Применительно к X-пинчам основной проблемой, по-видимому, является разработка моделей динамики плазмы достижения стадии высокой плотности.

По проблеме достижения максимального интегрального выхода излучения отметим возможность, связанную с исследованием плазмы малой плотности с добавлением примесей тяжелых элементов. В ряде случаев моделирование поведения спектров в зависимости от структуры и конструкции мишени показывает наличие возможностей для управления спектральным составом и энергетическими характеристиками излучения путем специального подбора дизайна мишени без изменения энергетике и других характеристик экспериментальной установки и лазерного импульса.

Собранные спектры могут быть основой тестовых задач для проверки различных теоретических моделей излучения плазмы.

Литература:

1. M. Busquet, Z. Jiang, C.Y. Cote, J.C. Kieffer, M. Klapich, A. Bar-Shalom, C. Bauche-Arnoult, and A. Bachelier, *Phys. Rev. E* **61**, 801 (2000).
2. N. Tragin, J.P. Geindre, P. Monier, J.C. Gauthier, C. Chenais-Popovics, J.F. Wyart, and C. Bauche-Arnoult, *Phys. Scr.* **37**, 72 (1988).
3. P. Audeberet, J.C. Gauthier, J.P. Geindre, C. Chenais-Popovics, C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, M. Klapisch, E. Luc-Koenig, and J.F. Wyart, *Phys. Rev. A* **32**, 409 (1985).
4. C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, E. Luc-Koenig, R.M. More, J.F. Wyart, C. Chenais-Popovics, J.C. Gauthier, J.P. Geindre, and N. Tragin, *Phys. Rev. A* **39**, 1053 (1989).
5. Б.А. Брюнеткин, Ф.Я. Фаенов, С.Я. Хахалин, Б. Краликова, Л. Ласка, К. Машек, Ю. Скала, К. Ролена, Б.Ю. Шарков, А. Куттенбергер, Х. Хазерут, Т.Р. Шервуд, *Квантовая электроника* **22**, 205 (1995).
6. S. Sorge, A. Wierling, G. Ropke, W Theobald, R.Sauerbrey, and T. Wilhein, *J. Phys. B* **33**, 2983 (2000).
7. А. Бартник, В.М. Дякин, И.Ю. Скобелев, А.Я. Фаенов, Г. Федорович, М. Шурек, *Квантовая электроника* **24**, 71 (1997).
8. K. Bergmann, O.N. Rosmej, F.B. Rosmej, A. Engel, C. Gavrilescu, W Neff, and R. Lebert, *Phys. Rev. E* **56**, 5959 (1997).
9. В.А. Брюнеткин, V.S. Belyaev, A.P. Matafonov, G.A. Vergunova, N.N. Demchenko, E.M. Ivanov, V.B. Rozanov, *Journal of Russian Laser Research* **22**, 383 (2001).

10. I.B. Folders, K. Eidmann, G. Veres, J.S. Bakos, and K. Witte, *Phys. Rev. E* **64**, 016410 (2001).
11. A.E. Bugrov, I.N. Burdonsky, V.V. Gavrilov, A.Yu. Goltsov, V.N. Kondrashov, N.G. Kovalsky, M.I. Pergament, V.M. Petryakov, A.A. Sorokin, G.M. Yankovskii, and E.V. Zhuzhukalo, *Review of Scientific Instruments* **72**, 652 (2001).
12. F.B. Rosmej, U.N. Funk, M. Geibel *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65**, 477 (2000).
13. S.A. Pikuz, D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 035003-3 (2002).
14. D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 429 (2000).
15. С.А. Пикуз, Г.В. Иваненков, Т.А. Шелковенко, Д.А. Хаммер, *Письма ЖЭТФ* **69**, 349 (1999)
16. S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, J.B. Greenly, Y.S. Dimant, D.A. Hammer. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4313 (1999).
17. И.К. Айвазов, М.Б. Бехтев, В.В. Булан и др., *Физика плазмы* **16**, 645 (1990).
18. C. Deeney, Nash T.J. Nash, R.B. Spielman *et al.*, *Phys. Rev E* **56**, 5945 (1997).
19. В.Д. Вихарев, С.В. Захаров, В.П. Смирнов, А.Н. Старостин, А.Е. Степанов, М.В. Федулов, В.Я. Царфин, *ЖЭТФ* **99**, 1133 (1991).
20. G.S. Volkov, S.A. Danko, P. Zehnter, V.I. Zaitsev, V.O. Mishenskii, M.V. Fedulov, A. Chuvatin, and B. Etlicher, *Plasma Physics Reports* **25**, 34 (1999).
21. R. Benattar, P. Ney, A. Nikitin, S.V. Zakharov, A.N. Starostin, A.E. Stepanov, V.K. Roerich, A.F. Nikiforov, V.G. Novikov, A.D. Solomyannaya, V.A. Gasilov, A.Yu. Krukovskii, *IEEE Transactions on Plasma Science* **26**, 1210 (1998).
22. V.P. Smirnov, E.V. Grabovskii, V.I. Zaytsev, S.V. Zakharov, S.L. Nedoseev, V.Я. Tsarfin, I.R. Yampolskii, *Proc. of the 8th Int. Conf. on High-Power Particle Beams*, Novosibirsk, **1**, p. 61 (1990).
23. S.V. Zaharov, V.P. Smirnov, E.V. Grabovskii, S.L. Nedoseev, G.M. Oleinik, V.I. Zaitsev, *Imploding liner as a driver for indirect driven target physics studies, Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion*, Paris, 1994 (IAEA, Vienna, 1995) p. 395.
24. R.B. Spielman, C. Deeney, G.A. Chandler *et al.*, *Phys. Plasmas* **5**, 2105 (1998).
25. G.C. Idzorek, R.E. Chrien, D.L. Peterson, R.G. Watt, G.A. Chandler, D.L. Fehl, T.W.L. Sanford, *Spectral output of Z-machine implosions. 28th ICOPS 2001 and 13th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Las Vegas*, p. 777 (2001).
26. R. Benattar, S.V. Zakharov, A.F. Nikiforov, V.G. Novikov, V.A. Gasilov, A.Yu. Krukovskii, V.S. Zakharov, *Phys. Plasmas* **6**, 175 (1999).
27. R.W. Lemke, T.W.L. Sanford, J.S. Lash, T.A. Melhorn, D.L. Peterson, *2D RMHD Simulation Study of Nested Wire Array Z-Pinch with Foam Target. PPPS-2001. 28th IEEE Int. Conf. on Plasma Science and 13th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Las Vegas*, p.183 (2001).
28. Е.В. Грабовский, О.Ю. Воробьев, К.С. Дябилин, М.Е. Лебедев, В.П. Смирнов, С.В. Захаров, В.Е. Форттов, А.А. Фролов, *ЖЭТФ* **109**, 827 (1996).

29. P.T. Springer, K.L. Wong, C.A. Iglesias *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **58**, 927 (1997).
30. С.В. Захаров, В.П. Смирнов, А.В. Гасилов и др., *Препринт ИАЭ*, 4587/6. Москва (1988).
31. M.K. Matzen, *Phys. Plasmas* **4**, 1519 (1997).
32. S.V. Zakharov, V.P. Smirnov, V.Ya Tsarfin, *Proc. of the 14th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Wurzburg, 1992)*, IAEA, Vienna, **3**, 481 (1993).
33. S.V. Zakharov, V.P. Smirnov, E.V. Grabovskii *et al.*, *Proc. of the I.A.E.A Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion*, Paris, France 395 (1995).
34. T.W.L. Sanford *et al.*, *Proceedings of 14th Int. Conf. Beams2002 and 5th Int. Conf. DZP2002. Albuquerque, USA*, 71 (2002).
35. J.E. Bailey, S.A. Slutz, G.A. Chandler *et al.*, *Proceedings of 14th Int. Conf. Beams2002 and 5th Int. Conf. DZP2002. Albuquerque, USA*, 338 (2002).
36. L. Jushkina, A. Chuvatin, S.V. Zakharov, S. Ellwi, H-J. Kunze, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 219 (2002).
37. I. Fomenkov, W. Partlo, R. Ness, R. Oliver, S. Melnychuk, O. Khodykin, N. Bowering. Optimization of a Dense Plasma Focus as a Light Source for EUV Lithography, *EUV Workshop, Santa Clara, 2002*.
38. J. Blackburn, P.K. Carroll, J. Costello, and G. O'Sullivan, *J. Opt. Soc Am.* **73**, 1325 (1983).
39. С.А. Бельков, П.Д. Гаспарян, Ю.К. Кочубей, Е.И. Митрофанов, *ЖЭТФ*, **111**, 496 (1997).
40. С.А. Бельков, С.В. Бондаренко, Е.И. Митрофанов, *Квантовая электроника* **30**, 1 (2000).
41. С.А. Бельков, Г.В. Долголева, *ВАНТ, серия: Математическое моделирование физических процессов*, вып.1, 59 (1992).
42. И.Д. Софронов, С.А. Бельков, О.А. Винокуров и др., *Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ*, вып.1, Саров, 94 (2001).
43. С.А. Бельков, И.М. Беляков, В.Ю. Резчиков, *отчет ВНИИЭФ*, инв. № 13/Г, 1476 (2001).
44. S.A. Bel'kov, A.V. Bessarab, V.A. Gaydash *et al.*, *Advances in Laser-Matter Interaction and Inertial Fusion*, World Scientific Publishing Co. Pre. Ltd., Edited by G.Velarde, Singapore, 469, (1997).
45. С.А. Бельков, А.В. Бессараб, В.А. Гайдаш и др., *Физика плазмы* **24**, 154 (1998).
46. С.А. Бельков, А.В. Бессараб, Н.В. Жидков, В.А. Токарев, *Физика плазмы* **20**, 90 (1994).
47. S.A. Bel'kov, A.V. Bessarab, P.D. Gasparyan *et al.*, *Laser and Particle Beams* **17**, 293 (1999).