

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ В ВАКУУМНОМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ПЛАЗМЫ НИКЕЛЯ, СОЗДАННОЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Z-ПИНЧА

© 2024 г. А. Н. Гришук^{а,*}, К. Н. Митрофанов^а, В. В. Александров^а, А. В. Браницкий^а,
Е. В. Грабовский^а, Г. М. Олейник^а, И. Н. Фролов^а, М. М. Баско^б,
А. С. Грушин^б, А. Д. Соломянная^б, Н. Б. Родионов^с

^а Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Россия

^б Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

^с Частное учреждение “ИТЭР-Центр”, Москва, Россия

* e-mail: griar@triniti.ru

Поступила в редакцию 05.10.2023 г.

После доработки 17.11.2023 г.

Принята к публикации 25.11.2023 г.

Проведены исследования спектральных свойств высокотемпературной плазмы, получаемой при воздействии на слой никеля источника мощного рентгеновского излучения (мощностью 6–10 ТВт с длительностью 7–10 нс) на основе Z-пинча, образующегося при имплозии вольфрамовых многопроволочных сборок на установке “Ангара-5-1”. При этом излучение Z-пинча нагревает мишень и превращает ее в горячую плазму, и это же излучение зондирует плазму мишени для определения спектральной зависимости коэффициента пропускания этой плазмы. Предложена оригинальная схема измерения падающего, прошедшего и собственного излучения мишени одновременно в одном эксперименте в кадровом режиме с помощью дифракционного спектрографа скользящего падения. С помощью лазерного теневого зондирования получены экспериментальные данные о скорости расширения плазмы на облучаемой и тыльной сторонах мишени, которые достигали 100 км/с. Были исследованы мишени из тонких слоев Ni, напыленных на майларовую пленку. Наблюдалось индуцированное облучением многократное увеличение коэффициента пропускания плазмы мишени в ВУФ-диапазоне по сравнению с пропусканием мишени в холодном состоянии. Была исследована зависимость спектра поглощения плазмы и сопутствующего собственного излучения мишени от мощности и формы греющего импульса. Проведено сравнение результатов измерений с численными расчетами, выполненными с помощью двумерного радиационного кода RALEF-2D, неоднократно использованного ранее для моделирования подобных экспериментов. В диапазоне $\sim 30\text{--}200\text{ \AA}$ форма спектральной зависимости коэффициента пропускания в эксперименте и расчете аналогичны, но величина модельного коэффициента пропускания плазмы ($\sim 0.8\text{--}0.9$) больше, чем полученная с помощью спектрографа и многокадрового рентгеновского регистратора ($\sim 0.5\text{--}0.6$).

Ключевые слова: плазма, рентгеновское излучение, Z-пинч многопроволочной сборки, динамика плазмы, радиационный нагрев, радиационное газодинамическое моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124020049, **EDN:** SCCNOI

1. ВВЕДЕНИЕ

В различных схемах инерциального термоядерного синтеза (ИТС) для достижения термоядерных параметров в плазме топлива используется воздействие на него импульсного давления, которое возникает при радиационной абляции вещества внешней оболочки капсулы с топливом при воздействии на нее мощного рентгеновского излучения. Перенос энергии в таких системах тесно связан с излучательными свойствами плазмы, ее гидродинамикой, и это играет важную роль

в ИТС, в промышленном применении рентгеновских источников, в астрофизике.

Плазма из материалов с большим атомным номером Z представляет большой интерес и для научных исследований и для промышленных приложений, таких как литография в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне [1, 2], разработка источников для визуализации в диапазоне “водяного окна” [3], разработка рентгеновских лазеров [4], спектроскопия в мягком рентгеновском диапазоне [5] и т.д.

Спектроскопия многозарядных ионов обычно производится в термоядерных устройствах [6], накопительных кольцах [7], электронно-лучевых ионных ловушках, лазерной плазме (LPP) [8, 9] и других установках [10, 11]. Поэтому исследование спектральных коэффициентов поглощения рентгеновского излучения в плазме является одной из широко изучаемых теоретически и экспериментально задач физики плазмы.

При интенсивном рентгеновском облучении электроны вещества, поглощая фотоны, переводят вещество в состояние плазмы с образованием свободных электронов и ионов. Для теоретического моделирования коэффициентов поглощения необходимо знание детальной структуры уровней энергии атомов и ионов, населенностей уровней и форм спектральных линий с учетом многочастичных взаимодействий в плазме.

С ростом температуры электронов в веществе с высоким атомным номером число электронных состояний ионов, от которого зависит поглощение и перенос энергии фотонов в плазме, быстро увеличивается до такой степени, что для их учета в существующих расчетных кодах становится недостаточной производительность вычислений современных компьютеров. Это приводит к тому, что в существующих расчетно-теоретических моделях нужно применять ряд приближений, которые требуют экспериментальной проверки.

Особую важность в физике высокой плотности энергии и, в частности, в термоядерном синтезе имеет интервал энергий 50—300 эВ. Сложность моделирования переноса рентгеновского излучения этого диапазона энергий в плазме приводит к необходимости введения упрощающих предположений. Для расчета взаимодействия сложных атомных систем в плазме с потоком фотонов от источника излучения используются приближенные методы, что приводит к необходимости верификации используемых кодов сравнением их результатов с данными, полученными в эксперименте.

Получение экспериментальных данных о коэффициенте пропускания такого горячего вещества позволяет определить адекватность его описания, энергетической структуры атомов и ионов, формы спектральных линий и улучшить эти модели.

За несколько десятилетий были выполнены различные эксперименты с плазмой, близкой к локальному термодинамическому равновесию (ЛТР) с прямым нагревом мишени в рентгеновском и ВУФ-диапазонах. Большинство данных по непрозрачности, используемых в физических исследованиях с высокой плотностью энергии, были получены на основе теоретических модельных расчетов.

Эти модели непрозрачности сложны и основаны на различных приближениях. Например, уже более двух десятилетий известно, что интенсивные переходы с $\Delta n = 0$ в М-оболочке и с $\Delta n = 1$ из М- в N-оболочку железа и никеля должны быть включены в спектры пропускания звездного вещества, чтобы получить согласованные предсказания звездной модели [12].

Расчет спектральной зависимости коэффициентов пропускания плазмы для материалов со средним Z с несколькими открытыми оболочками чрезвычайно сложен не только из-за огромного количества возможных переходов, но и потому, что эти переходы очень чувствительны к конфигурационным взаимодействиям. Чтобы проверить приближения, используемые в моделях, необходимо провести эксперименты по спектральной прозрачности горячей плазмы с открытой конфигурацией М-оболочки.

Измерения спектральной непрозрачности для элементов со средним атомным номером Z , таких как никель с открытой М-оболочкой, были проведены в работах [12—14]. Недавние эксперименты на установке Z в Сандийской национальной лаборатории, посвященные измерению пропускания плазмы элементов группы железа с параметрами близкими к параметрам плазмы вблизи радиуса конвективной зоны Солнца [15, 16], показывают, что в вычислениях могут быть неточности, или не все важные для конечного результата факторы учтены.

Для получения однородных образцов горячей плазмы и исследования спектральной зависимости ϵ и коэффициентов пропускания используется объемный нагрев рентгеновскими лучами. Это достигается, когда часть нагревающего рентгеновского излучения проходит через образец. В этом случае говорят, что образец оптически тонкий, по крайней мере для части спектра рентгеновского излучения, который используется при нагревании.

Двумя основными инструментами для облучения мишеней интенсивными потоками рентгеновского излучения, которые объемно нагревают материалы до значительных температур для измерения их непрозрачности являются мощные лазеры и Z-пинчи. Основопологающие эксперименты по физике высокой плотности энергии требуют создания макроскопических количеств вещества, которое однородно нагрето до экстремальных условий.

На установке сверхвысокой электрической мощности “Ангара-5-1” поток рентгеновского излучения Z-пинча с энергией более 100 кДж позволяет достичь этого для мишени площадью $\geq 1 \text{ см}^2$. Была выполнена серия работ по исследованию спектрального коэффициента пропускания плазмы разных

веществ в диапазоне экстремального вакуумного ультрафиолета [17–21].

При выполнении этих работ была разработана оригинальная схема одновременного облучения мощным потоком рентгеновских фотонов Z-пинча двух образцов тонкой мишени из исследуемого вещества, которая обеспечивает равномерное пространственное распределение энергии облучения при плотности на мишени в диапазоне $3\text{--}9\text{ кДж/см}^2$. Такая схема облучения позволяет одновременно получать экспериментальные данные о скорости расширения плазмы на фронтальной (облучаемой) и тыльной сторонах мишени, которая достигала 100 км/с .

Одновременно в одном выстреле установки на одном спектрографе были получены изображения спектра рентгеновской эмиссии вольфрамового Z-пинча, спектра прошедшего плазму мишени излучения и собственного излучения плазмы мишени в кадровом режиме со временем экспозиции кадра 1.5 нс . Были исследованы мишени из тонких фольг Al, Sn, In, Bi и Au. Наблюдалось индуцированное облучением многократное увеличение коэффициента пропускания мишени в ВУФ-диапазоне по сравнению с пропусканием мишени в твердом состоянии.

С помощью двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D было выполнено численное моделирование нагрева и расширения мишени, получены данные о спектральном коэффициенте пропускания плазмы мишени и о спектре

ее собственного излучения. Проведено сравнение выполненных расчетов с экспериментом.

В данной статье описаны эксперименты по исследованию спектральных свойств плазмы Ni, формирующейся при облучении мишеней с тонким слоем Ni на майларовой пленке. Целью работы являлось:

- исследование спектральной зависимости коэффициента пропускания плазмы мишеней с никелевым слоем под воздействием излучения Z-пинча многопроволочных сборок с плотностью энергии до 10 кДж/см^2 ;
- исследование динамики разлета плазмы мишеней, образованной при одностороннем облучении мягким рентгеновским излучением Z-пинча;
- сравнение полученных экспериментальных данных по динамике разлета и прозрачности плазмы мишеней с результатами численного моделирования.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по созданию высокотемпературной плазмы и исследованию ее спектральных свойств проводились на установке “Ангара-5-1” с разрядным током до 4 МА [22]. В представленных в данной работе экспериментах генерация импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) происходила при сжатии цилиндрической вольфрамовой проволочной

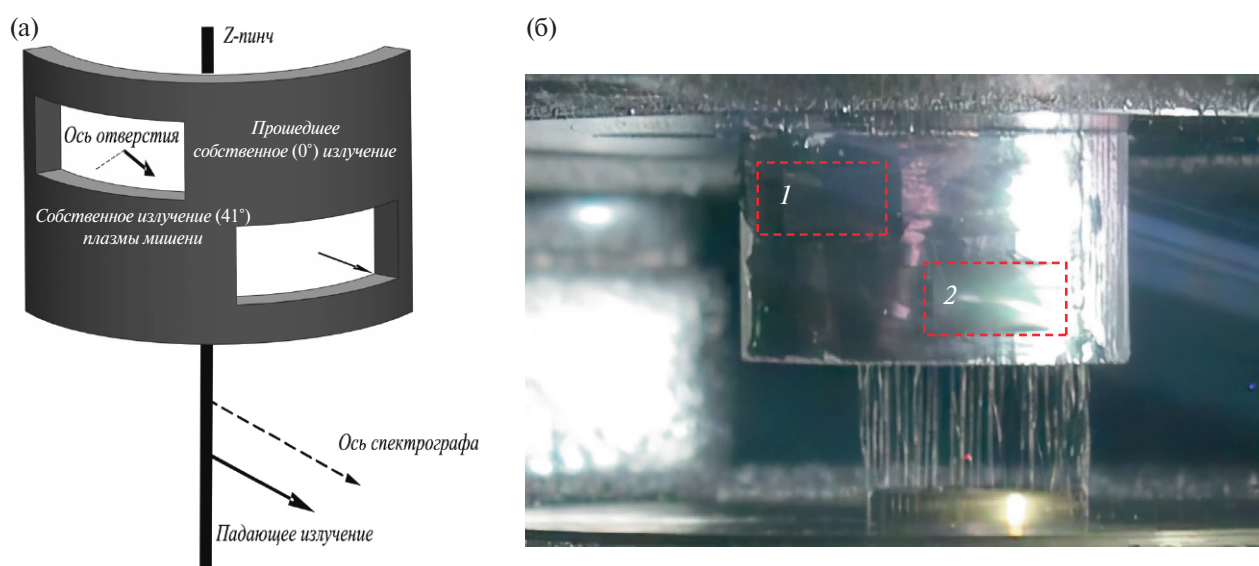


Рис. 1. Схема регистрации излучения спектрографом: а) — рамка для одновременного измерения спектра излучения, прошедшего мишень, и спектра собственного излучения мишени; б) — фотография рамки и проволочной сборки вдоль направления оси спектрографа в концентраторе установки, штриховкой указаны смотровые отверстия в рамке, которые закрыты металлизированной пленкой-мишенью, для регистрации спектра собственного излучения (отверстие 1) и прошедшего мишень излучения (отверстие 2).

сборки диаметром 10 мм, состоящей из 60 тонких 6 мкм проволок.

Линейная масса проволоочной сборки была 330 мкг/см, высота — 16 мм. Импульс мощности МРИ имел амплитуду $\sim 6\text{--}9$ ТВт и длительность на половине его высоты ($FWHM$) $\sim 6\text{--}10$ нс. Параметры облучающего импульса измерялись набором вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) [23, 24].

Полная энергия измерялась термопарным калориметром ВЧД-3 [25]. Такой импульс излучения воздействовал на мишень, расположенную в 1.1 см от оси источника излучения на рамке-держателе, которая схематично изображена на рис. 1а, и показана на фотографии внутри установки (рис. 1б). Плотность мощности и энергии падающего на мишень излучения в экспериментах менялась в диапазоне от 0.3 до 0.7 ТВт/см² и от ~ 3.5 до ~ 9 кДж/см².

В экспериментах использовались мишени двух типов. Двухслойная мишень Ni+My была изготовлена из майларовой пленки толщиной 0.6 мкм с нанесенным на нее слоем никеля различной толщины (18—62 нм). Трехслойная мишень PP+Ni+My изготовлена из майларовой пленки толщиной 0.6 мкм с нанесенным

на нее слоем никеля различной толщины (30—44 нм). Поверх слоя никеля в такой мишени нанесен слой полипропилена толщиной 0.28—0.57 мкм.

Всего был проведен 31 эксперимент с мишенями с Ni-слоем. В табл. 1 представлены параметры мишеней в тех выстрелах, результаты которых используются в данной статье. В некоторых выстрелах между мишенью и излучателем устанавливался адаптивный фильтр [21] (фильтр с изменяющимся пропусканием) из лавсановой пленки толщиной 3 мкм.

Слой никеля наносился на пленку майлара толщиной 0.6 мкм методом электронно-лучевого напыления. Для контроля качества слоев никеля и точного определения их толщины в напылительной установке рядом с пальцами с пленками майлара располагался “свидетель” — полированная кварцевая пластина, половина которой закрывалась от потока напыляемого материала (см. рис. 2).

Качество пленок контролировали с помощью сканирующего электронного микроскопа Zeiss с увеличением 100 000 $\times$ (рис. 3).

На рисунке 3 представлены полученные на сканирующем электронном микроскопе изображения

Таблица 1. Параметры облучаемых мишеней

Номер выстрела	Тип мишени	Поверхностная масса слоев в мишени, мкг/см ²	Толщина слоев в мишени, мкм	Примечание
6889, 7034, 6777, 6800, 7052	Ni*+My	17.8+84.0	0.020+0.6	С предимпульсом МРИ, исследование собственного свечения мишени, разлета плазмы с мишени, проведение численного моделирования
6778, 6780		37.4+84.0	0.042+0.6	
6800	PP*+Ni+My	34.4+18.7+84.0	0.40+0.021+0.6	С предимпульсом МРИ, сравнение с выстрелом № 6780
6801		24.1+35.6+84.0	0.28+0.040+0.6	

Примечание: * — обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча).

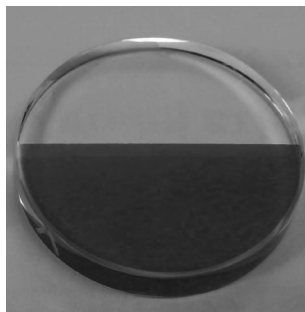


Рис. 2. Фотография кварцевой “пластины-свидетеля” в одной из серий подготовки экспериментальных мишеней.

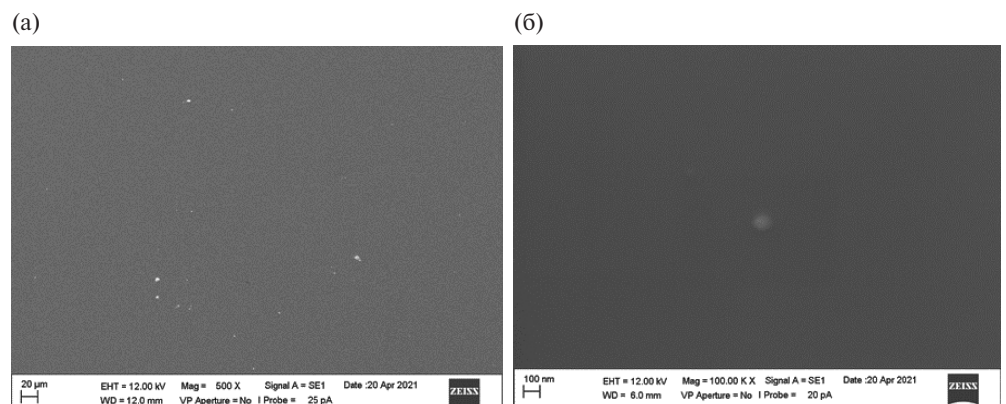


Рис. 3. Изображение пленки Ni на кварце, полученное на электронном микроскопе: а) — увеличение 500 $\times$; б) — увеличение 100 000 $\times$.

областей слоя никеля размером $\approx 600 \times 400$ мкм (см. рис. 3а) и $\approx 1.7 \times 2.5$ мкм (см. рис. 3б). Эти изображения показывают, что напыленные слои никеля имеют однородную поверхностную структуру на разном пространственном масштабе. Наблюдаемые на изображениях отклонения редки и имеют небольшие размеры по сравнению с площадью поверхности наблюдения.

Толщина слоев никеля контролировалась с помощью изображений, полученных на автоматизированном атомно-силовом микроскопе NEXT II, имеющем атомарное разрешение (рис. 4). Измерялась величина ступеньки на “пластине-свидетеле” (см. рис. 2). На рис. 4а показано изображение пластины-свидетеля вблизи края напыления (слева — слой Ni, справа — поверхность кварцевой

пластины), а также профиль по толщине пленки никеля вблизи ее края (рис. 4б). Между указанными на рис. 4а синими треугольниками измерялась толщина напыления Ni (DY). Как видно из рис. 4б, неоднородности на поверхности пленки Ni много меньше et -толщины.

Изображения, полученные на сканирующем электронном и атомно-силовом микроскопах, показывают высокое качество никелевых пленок, используемых в качестве мишеней для облучения сверхмощным потоком мягкого рентгеновского излучения Z-пинча на установке “Ангара-5-1”.

Схема расположения мишени и диагностических средств в экспериментах по исследованию спектральных свойств плазмы, представленная на рис. 5, подробно описана в наших публикациях [20, 21].

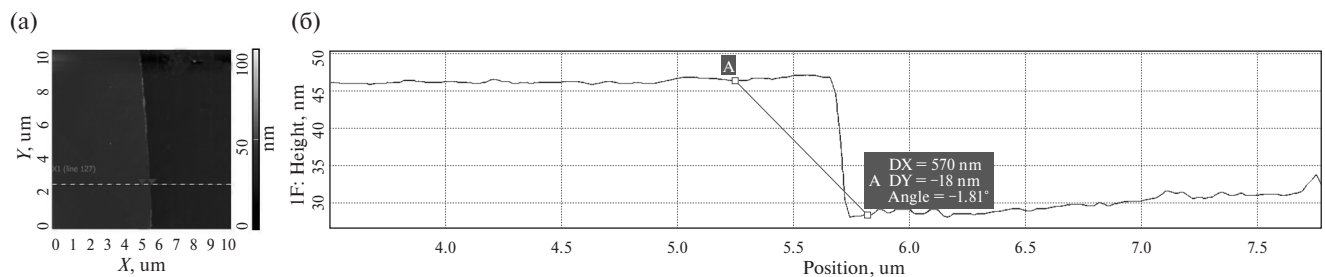


Рис. 4. Результаты исследования “пластины-свидетеля” на атомно-силовом микроскопе NEXT II: а) — изображение ступени на “пластине-свидетеле” (слева поверхность слоя Ni, справа поверхность кварцевой пластины); б) — сечение по штриховой линии указанной на рис. 4а; синие треугольники на этом рисунке отмечают положения на пленке, между которыми измеряется разность высот.

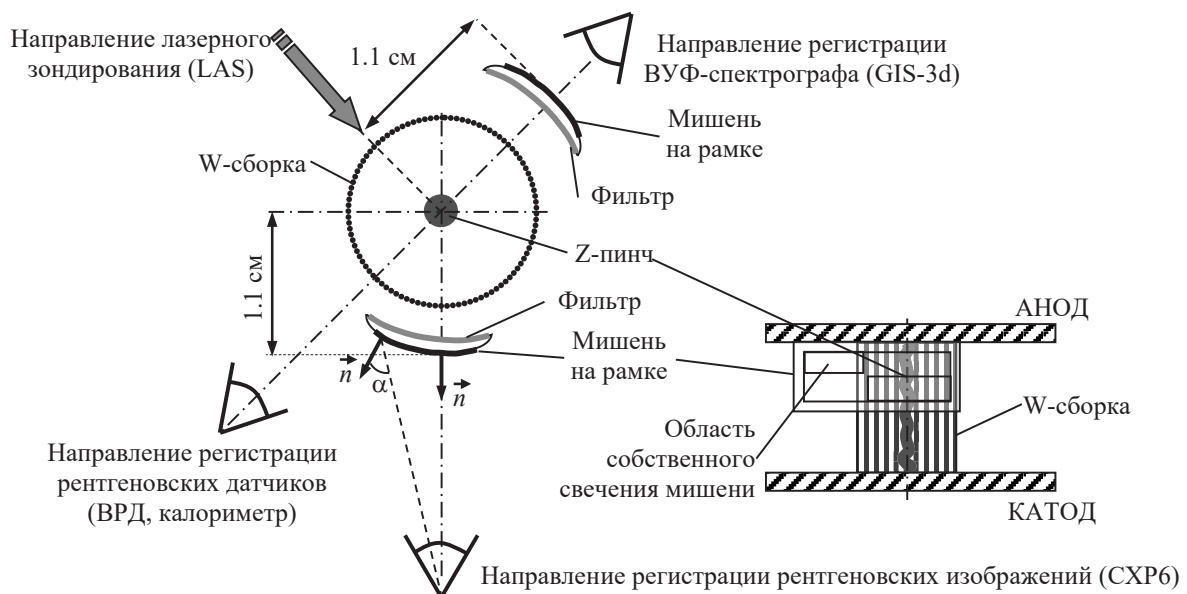


Рис. 5. Схема размещения диагностических методик: рентгеновской камеры CXRP6, ВУФ-спектрографа GIS-3d, набора вакуумных рентгеновских диодов (ВРД), calorimetpa и лазерного теневого зондирования LAS и мишени относительно источника МРИ (Z-пинча) в экспериментах по исследованию спектрального пропускания плазмы мишеней.

В этой схеме исследуемые мишени на диэлектрических рамках-держателях располагаются на равном расстоянии 1.1 см от источника излучения Z-пинча. Одна из рамок, с двумя отверстиями (см. рис. 1а), всегда устанавливалась на направлении регистрации спектрографа, вторая рамка-держатель с одним отверстием — на направлении перпендикулярном лазерному зондированию, либо на направлении регистрации рентгеновских изображений, как показано на рис. 5.

Основные методы диагностики плазмы, используемые в этих экспериментах: ВУФ-спектроскопия разлетающейся плазмы мишени с пространственным и временным разрешением [26], десятикадровый рентгеновский регистратор СХР6 на основе микроканальной пластины (МКП) и дальнейшей компьютерной обработки полученных изображений [19] и система лазерного теневого зондирования [20, 21].

Дифракционный спектрограф скользящего падения GIS-3d с пространственным разрешением в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) позволяет получить спектры падающего на мишень излучения, спектр прошедшего плазму мишени излучения и собственное излучение плазмы мишени одновременно на одном кадре рентгеновского регистратора на основе микроканальной пластины.

В спектрографе установлена вогнутая сферическая дифракционная решетка размером 30×40 мм с золотым покрытием, радиусом кривизны 2 м и углом блеска 2°, имеющая 600 штрих/мм. Спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ спектрографа GIS-3d составляет ~100, пространственное разрешение составляет около 250 мкм для энергии фотонов более 100 эВ, время экспозиции кадров — 1.5 нс, временной промежуток между кадрами 5 нс.

Учет вклада высших порядков отражения решетки был необходим при восстановлении спектров излучения и проводился на основе экспериментальной проверки вклада во второй и третий порядки отражения. Обратная задача восстановления исходного спектра излучения решалась с помощью разработанного итерационного метода [26].

На рис. 6 представлено изображение одного из кадров на экране регистратора с этими спектрами, полученными в выстреле № 7052 в момент максимума облучающего импульса МРИ. Мишень из слоя Ni толщиной 0.040 мкм на пленке майлара толщиной 0.6 мкм была помещена на рамке, которая представлена на рис. 1. Спектр собственного излучения $I_{\text{соб}}$ плазмы мишени, сформированной в отверстии 1 (см. рис. 1а), обозначен цифрой 3 на рис. 6, аналогично спектр излучения $I_{\text{пр}}$, прошедшего плазму мишени через отверстие 2, обозначен цифрой 2, спектр излучения $I_{\text{пинч}}$, падающего на мишень, и проходящего между рамкой и катодом, обозначен цифрой 1.

В экспериментах измеряемыми спектральными величинами являются падающее на мишень излучение $I_{\text{пинч}}$, ослабленное излучение, прошедшее через плазму мишени $I_{\text{пр}}$, собственное излучение плазмы мишени $I_{\text{соб}}$. Кроме того, измерялся $I_{\text{ф}}$ — фоновый сигнал, регистрируемый на МКП-регистраторе вне изображений спектров. Полученные на одном кадре спектры излучения $I_{\text{пинч}}$, $I_{\text{пр}}$, $I_{\text{соб}}$ и $I_{\text{ф}}$ позволяют определить коэффициент пропускания $K(\lambda)$ плазмы мишени по формуле (1) в момент, когда был получен этот кадр.

$$K(\lambda) = \frac{[I_{\text{пр}}(\lambda) - I_{\text{ф}}(\lambda)] - [I_{\text{соб}}(\lambda, \phi = 0) - I_{\text{ф}}(\lambda)]}{I_{\text{пинч}}(\lambda) - I_{\text{ф}}(\lambda)}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения.

Для кадровой регистрации изображений в наносекундном диапазоне длительностей излучающего объекта в собственном рентгеновском излучении на установке “Ангара-5-1” используется десятикадровая рентгеновская камера СХР6 с экспозицией кадров около 1 нс. Зарегистрированные камерой СХР6 изображения плазмы являются интегральными в области ее спектральной чувствительности [20].

Временные промежутки между кадрами были 2 нс для более точного определения момента возникновения, индуцированного рентгеновским излучением изменения пропускания плазмы

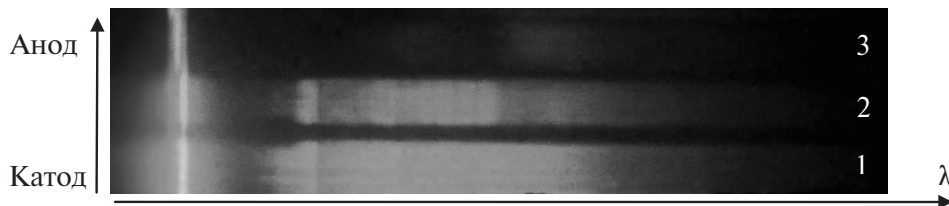


Рис. 6. Изображение на экране регистратора спектра, полученное в выстреле № 7052, в момент максимума облучающего импульса МРИ: 1 — спектр облучающего мишень излучения $I_{\text{пинч}}$, 2 — спектр прошедшего плазму мишени излучения $I_{\text{пр}}$, 3 — спектр собственного излучения плазмы мишени $I_{\text{соб}}$.

лавсановой пленки. На каждом из 10-кадровых изображений построены радиальные распределения интегральной (по спектру) интенсивности прошедшего через плазму мишени излучения и падающего на мишень.

С учетом фона каждое кадровое изображения позволяет определить усредненный по длине волны и радиусу (в пределах чувствительности камеры СХР6) коэффициент пропускания $K_p(t)$ рентгеновского излучения пинча плазменным слоем мишени [21]. По результатам многокадровой регистрации рентгеновских изображений были получены также временные зависимости интенсивности собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней на фронтальной и тыльной сторонах облучаемых мишеней [20].

Расположение облучаемой фольги на двух противоположных рамках (рис. 5) относительно источника излучения позволяло исследовать динамику разлета плазмы одновременно на фронтальной и тыльной сторонах мишеней по лазерным теневым изображениям. Рамки держателей мишени были изогнуты по цилиндрической поверхности, а луч лазера был направлен по касательной к поверхности цилиндра, что позволило исключить краевые эффекты.

Лазерное зондирование осуществляли в радиальном направлении световым пучком Nd: YAG-лазера на $\lambda = 532$ нм тремя последовательными по времени импульсами лазерного излучения с регистрацией кадров на ПЗС-матрицы трех фотоаппаратов. В нашей постановке экспериментов граница непрозрачной плазмы, видимая на лазерных изображениях, соответствовала уровню электронной плотности $n_e \sim (1-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и была обусловлена рефракцией. Непрозрачность за счет поглощения лазерного излучения в плазме при данных параметрах должна наступать при $n_e \sim (0.7-1) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50–100 мкм, время экспозиции лазерным пучком — около 0.1 нс на полувысоте лазерного импульса. Ошибка измерения скорости связана в основном с пространственным разрешением лазерных теневых изображений и составляет (6–8) км/с. Энергия лазерного импульса составляет $\sim 8-10$ мДж суммарно на три кадра. Время задержки между кадрами варьирует от 8 до 13 нс.

Для определения коэффициента пропускания по формуле (1) спектры излучения Z-пинча, падающего на рамку с мишенью (в прианодной области) и прошедшего мимо (в прикатодной области), должны быть одинаковыми. Для проверки этого условия были проведены специальные эксперименты, ре-

зультаты которых показали, что для энергий квантов в интервале регистрации ВУФ-спектрографа для времен $t-t_{\text{max}} \in (-6, +15)$ нс (время указано относительно пика облучающего импульса) спектральный состав источника излучения одинаков вдоль его высоты [21].

Под воздействием облучающего мишень импульса вещество рамки-держателя также превращается в плазму и разлетается, частично перекрывая плазму мишени у границ смотровых (диагностических) отверстий. Чтобы уменьшить влияние рамки на измерение коэффициента пропускания в наших экспериментах использовались рамки-держатели мишени из полипропилена, так как полипропилен имеет малое среднее значение атомного номера $Z_{\text{сред}} \approx 2.7$ [21], что обеспечивает высокую прозрачность образованной из него плазмы в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Для определения корректности измерения коэффициента пропускания рентгеновского излучения плазмой были проведены эксперименты, в которых исследовалось пропускание веществ в холодном состоянии в диапазоне мягкого рентгеновского излучения: от 20 до 300 Å.

В качестве “холодных мишеней” в серии экспериментов были использованы майлар, алюминий, золото, а также мишени для облучения, установленные на большом расстоянии 1215 мм от источника излучения. Толщины мишеней были определены производителями и проверены перед проведением эксперимента.

В этих экспериментах пространственные щели, формирующие изображения на 1-м и 2-м кадрах МКП закрывались “холодными мишенями”. Пространственная щель, формирующая изображение на 3-м кадре оставалась открытой, чтобы зарегистрировать спектр источника облучения мишеней. Все три кадра спектрографа GIS-3d регистрировались в одно время. Одновременная регистрация спектров на трех кадрах спектрографа давала гарантию, что падающее на мишень излучение всегда точно регистрируется на 3-м кадре, причем излучение пинча по всей его высоте, а прошедшее через холодные мишени излучение на 1-м и 2-м кадрах.

В качестве примера рассмотрим результаты экспериментов по измерению спектральной зависимости коэффициента пропускания холодного алюминия. В случае с алюминиевой мишенью существует расхождение между данными онлайн-базы Центра рентгеновской оптики Национальной лаборатории Лоуренса Беркли (CXRO LBL) и опубликованными недавно измерениями непрозрачности Al в диапазоне энергий фотонов между плазменной

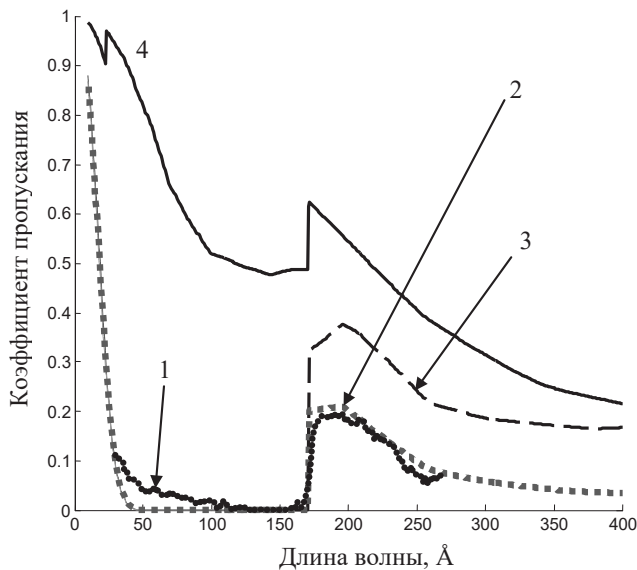


Рис. 7. Сравнение данных онлайн-базы CXRO LBL по пропусканию Al с экспериментальными данными: выстрел № 6570, время регистрации $t_p = -1$ нс. Кривая 1 — экспериментальные данные (толщина Al 0.75 мкм), кривая 2 — данные CXRO LBL (толщина Al 0.7285 мкм и оксидный слой толщиной 200 Å), кривая 3 — данные CXRO LBL (толщина Al 0.75 мкм), кривая 4 — данные CXRO LBL (оксидный слой Al_2O_3 толщиной 200 Å).

частотой Al при 15 эВ (≈ 827 Å) и L -краем Al при 73 эВ (≈ 170 Å) [27, 28]. Используя нашу методику измерения коэффициента пропускания, удалось с хорошей точностью измерить его для фольги Al толщиной 0.75 мкм, и сравнить с опубликованными результатами и данными интернет-ресурса [29], поддерживаемого CXRO LBL (рис. 7). Измерения показали хорошее совпадение полученных значений коэффициента пропускания Al в ВУФ-диапазоне с данными онлайн-базы CXRO LBL.

Результаты, представленные на рис. 7, показывают важность учета оксидного слоя, который образуется на поверхности металла, находящейся на воздухе. Известно [30], что на поверхности Al, хранящегося при комнатной температуре на воздухе длительное время, образуется тонкая аморфная пленка оксида алюминия толщиной порядка 100 Å, которая в диапазоне ВУФ-излучения имеет значительный коэффициент поглощения (кривая 4 на рис. 7).

Так как наши мишени хранились именно в таких условиях, то для сравнения с экспериментальными результатами были взяты данные CXRO LBL для чистого Al, толщиной 0.7285 мкм (из материала выше этой толщины, до 0.75 мкм, образовалось два слоя оксида Al_2O_3 , толщиной по 100 Å на каждой из сторон Al-пленки) и оксида Al_2O_3 , толщи-

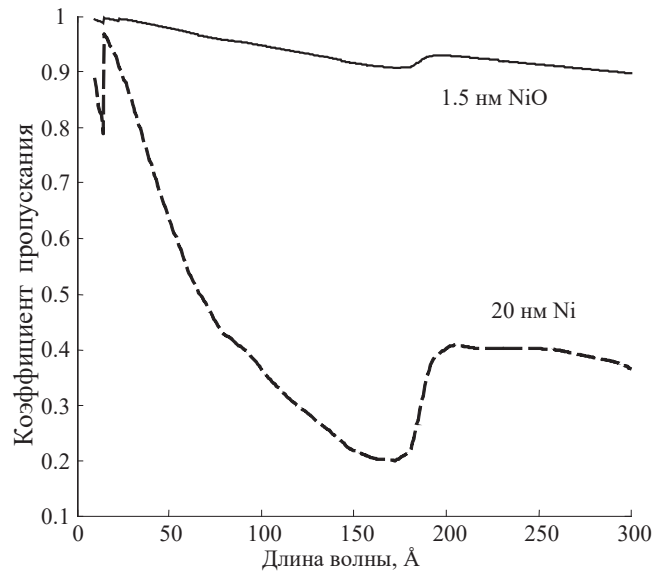


Рис. 8. Коэффициент пропускания ВУФ-излучения оксидных пассивирующих слоев NiO (15 Å) на поверхности пленок Ni (20 нм). Данные онлайн-базы CXRO LBL.

ной по 200 Å. Таким образом построена кривая 2 на рис. 7. Полученная по данным онлайн-базы CXRO LBL, в пределах погрешности она совпадает с экспериментальной кривой 1 в диапазоне длин волн от 30 Å до 270 Å. Сравнение кривых 2 и 3 показывает, насколько сильно изменяется коэффициент поглощения из-за наличия оксидного слоя на поверхности алюминиевой пленки.

Отметим отдельно, что коэффициент пропускания Al был получен практически в момент максимума импульса мягкого рентгеновского излучения, время регистрации спектров $t_p = -1$ нс. Совпадение экспериментальных данных с данными CXRO LBL означает, что регистрирующая система спектрографа работает в линейном режиме при регистрации падающего на мишень излучения Z-пинча мультитераватной мощности.

Так как на поверхности металлов, в том числе Al, Ni, In, Sn, Bi с которыми проводились эксперименты по исследованию коэффициента пропускания их плазмы, всегда образуется пассивирующий оксидный слой, способный оказывать заметное влияние на прозрачность плазмы мишени в ВУФ-излучении, его следует учитывать при обработке экспериментальных данных. Однако влияние оксидной пленки на коэффициент пропускания для разных материалов существенно различается.

В случае Al область прозрачности (≥ 170 Å) совпадает с областью сильного поглощения атомов кислорода, что приводит к заметному падению коэффициента пропускания пленок Al с оксидным слоем

на их поверхности (см. рис. 7). Сведения о толщине слоя пассивации на никеле ограничены. По данным [31] пассивирующие слои на тончайшей никелевой фольге имеют толщину порядка $15 \text{ \AA}$. На рис. 8 представлены коэффициенты пропускания слоя Ni толщиной 20 нм (наименьшая толщина слоя Ni, который использовался в наших экспериментах) и слоем оксида NiO на нем толщиной 1.5 нм.

При расчете кривой коэффициента пропускания оксидного слоя NiO на рис. 8 использовали его толщину $15 \text{ \AA}$ [31], так как слой Ni был нанесен на майларовую фольгу, и оксид образовывался только на одной стороне. На фольге из Al оксид образуется на каждой стороне, поэтому в расчетах используется суммарный слой толщиной $200 \text{ \AA}$ (см. рис. 7).

Из рис. 8 следует, что в случае Ni, металл имеет значительное пропускание в области $\lambda \leq 60 \text{ \AA}$, где кислород практически не поглощает. В той же области длин волн, где поглощает кислород, сами металлы также имеют очень высокий коэффициент поглощения. Таким образом, в ВУФ-диапазоне излучения вклад слоя поверхностного оксида Ni многократно меньше вклада слоя Ni в поглощение, и мы его не учитываем.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе представлены результаты серии экспериментов по исследованию коэффициента пропускания мишеней с Ni-слоем различной толщины методами рентгеновской спектроскопии (GIS-3d) и многокадровой регистрации рентгеновских изображений (СХР6).

В этой экспериментальной серии были получены результаты схожие с результатами экспериментов с Al-, Sn-, In-, Bi- и Au-мишенями [17–21]: также наблюдается индуцированное излучением увеличение прозрачности плазмы в диапазоне $\lambda \in (40, 150) \text{ \AA}$.

На рис. 9 представлен временной профиль мощности облучающего импульса излучения Z-пинча длительностью $\approx 9 \text{ нс}$ с пиковой мощностью $\approx 7 \text{ ТВт}$ и полной энергией излучения $\approx 84 \text{ кДж}$ в эксперименте № 7052. Стрелками указаны моменты регистрации спектров и определения коэффициента пропускания плазмы мишени по формуле (1).

Ниже, на рис. 10а для сравнения с коэффициентом пропускания “холодной мишени” приведены спектральные зависимости коэффициента пропускания плазмы мишени $K(\lambda, t_i)$ со слоем Ni (40 нм) в разные моменты t_i относительно момента t_{max} пиковой мощности МРИ: $t_i - t_{\text{max}} = -5, 0, +5 \text{ нс}$ и представлено сравнение коэффициентов пропускания вблизи максимума облучающего импульса

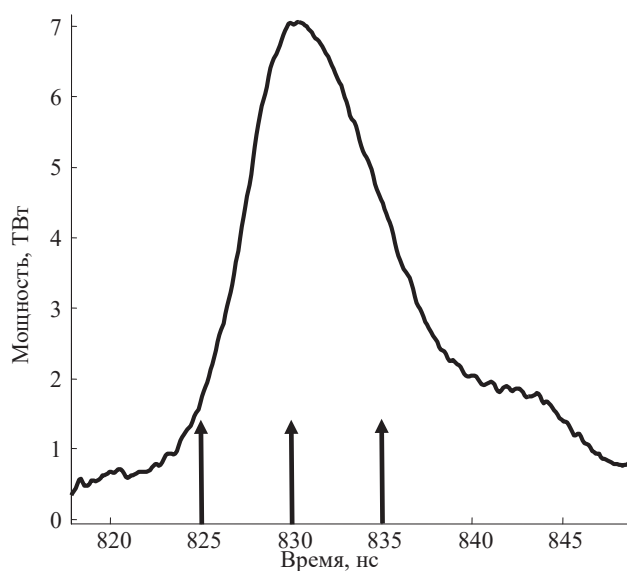


Рис. 9. Выстрел № 7052: мишень Ni+My (40 нм+0.6 мкм), временной профиль мощности облучающего импульса излучения Z-пинча, время регистрации спектров ($t_i - t_{\text{max}} = -5, 0, +5 \text{ нс}$) указано стрелками.

Z-пинча двухслойных мишеней с разной толщиной Ni-слоя (рис. 10б).

Из рис. 10а следует, что увеличение прозрачности плазмы мишени по сравнению с “холодным” пропусканием мишени в спектральном диапазоне $\lambda \in (60, 140) \text{ \AA}$, представленном на этом рисунке, начинается уже на стадии предимпульса излучения. За 5 нс до пика мощности облучающего импульса коэффициент пропускания мишени возрастает многократно: от 0.02–0.03 для “холодной мишени” до 0.15–0.20 для плазмы мишени.

К моменту пика облучающего импульса коэффициент пропускания плазмы мишени увеличивается еще в несколько раз, до 0.5–0.6 в более широком спектральном диапазоне $\lambda \in (20, 160) \text{ \AA}$. В майларовой пленке, на которой нанесен слой металла, содержится кислород, поэтому в спектре собственного излучения плазмы мишени в выстреле № 7052 регистрируются линии поглощения ионов кислорода O^{5+} на длинах волн $\approx 116 \text{ \AA}$, которые попадают в рабочий диапазон спектрографа и относятся к переходам $2s \rightarrow 4p$.

Зависимости коэффициента пропускания $K_p(\lambda, t_i)$ плазмы мишеней с разной толщиной слоя никеля от 20 до 62 мкм вблизи момента пиковой мощности МРИ t_{max} представлены на рис. 10б. Там же для сравнения показан коэффициент пропускания $K_p(\lambda)$ мишени со слоем никеля толщиной 20 мкм в “холодном” состоянии. Видно, что коэффициент пропускания $K_p(\lambda, t_i)$ плазмы более тонких мишеней больше, а индуцированное внешним излучением

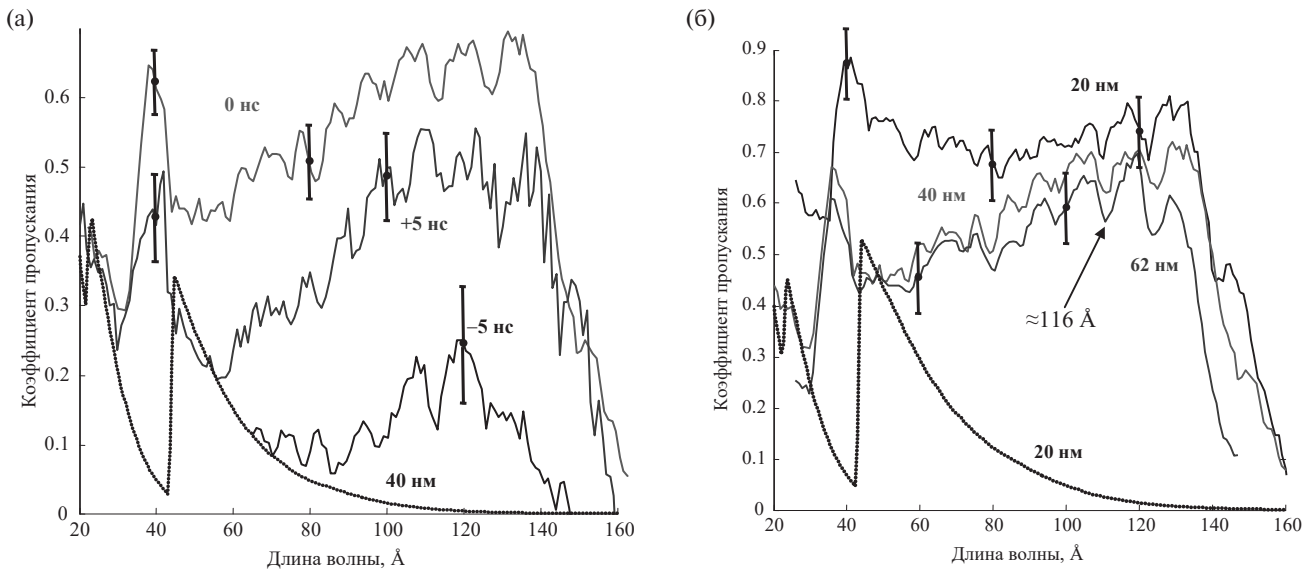


Рис. 10. Сравнение коэффициентов пропускания двухслойных мишеней и коэффициента пропускания “холодной мишени”: а) – выстрел № 7052, мишень Ni*+Му (40 нм+0.6 мкм), время регистрации спектров указано на графике; б) – коэффициенты пропускания двухслойных мишеней Ni*+Му вблизи максимума импульса МРИ при различной толщине Ni-слоя мишени (толщина слоя никеля указана на рисунке, толщина Му 0.6 мкм). Коэффициент пропускания “холодной мишени” изображен кривой, состоящей из отдельных точек.

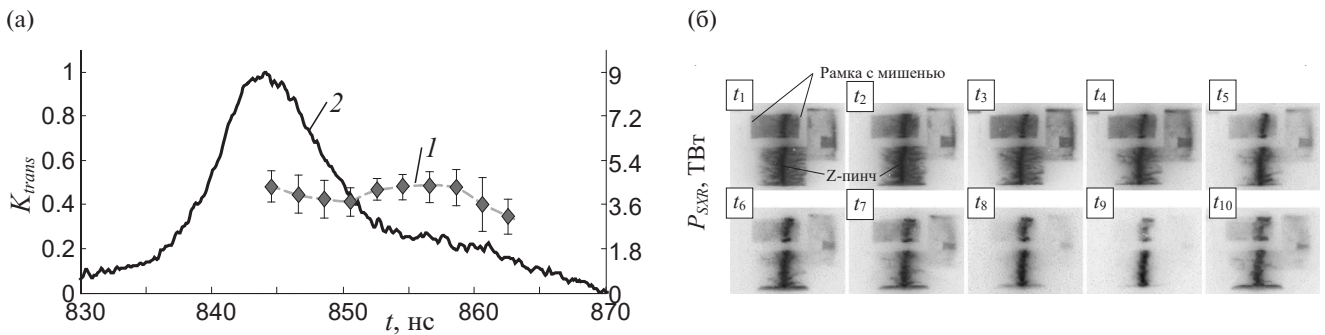


Рис. 11. а) Интегральный по спектру коэффициент пропускания $K_r(t)$ плазмы двухслойной мишени (Ni*+Му, 42 нм + 0.6 мкм, выстрел № 6778) по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений рис. (б). Временные зависимости: 1 – коэффициента пропускания $K_r(t)$ плазмы мишени; 2 – мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) – рентгеновские кадровые изображения свечения плазмы Z-пинча падающего на мишень (вблизи катода) и проходящего сквозь нее (вблизи анода). Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс. Анод – вверху, катод – внизу.

увеличение $K_r(\lambda, t_i)$ для исследованной толщины слоев Ni существенно превышает $K_r(\lambda)$ для “холодного” слоя Ni такой же толщины.

С помощью многокадровой регистрации рентгеновских изображений (СХР6) была определена временная зависимость интегрального по спектру коэффициента пропускания $K_r(t)$. На рис. 11а показаны его значения $K_r(t_i)$ в 10 моментов t_i и среднее значение аппроксимационной кривой 1, полученные путем обработки рентгеновских кадровых изображений рис. 11б [21].

Из рис. 11а видно, что вблизи максимума $t_i - t_{\max} \in (0, +5)$ нс импульса мощности МРИ интегральный по спектру ($\lambda \in [37, 140]$ Å) коэффи-

циент пропускания $K_r(t)$, полученный по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений, имеет величину ~ 0.4 – 0.5 , что соответствует диапазону значений коэффициента пропускания плазмы мишени $K_r(\lambda, t_i)$, полученному с помощью спектрографа GIS-3d по формуле (1), в этом временном интервале (см. рис. 10а). Экспериментальные данные, полученные двумя независимыми диагностиками, показали количественное совпадение.

Собственное излучение плазмы Ni-мишени проявляет те же свойства, что и для Bi-, Au-, In-, Sn-мишеней: регистрируется за несколько наносекунд до пика импульса ВУФ-излучения, имеет максимальную интенсивность через 2–4 нс после

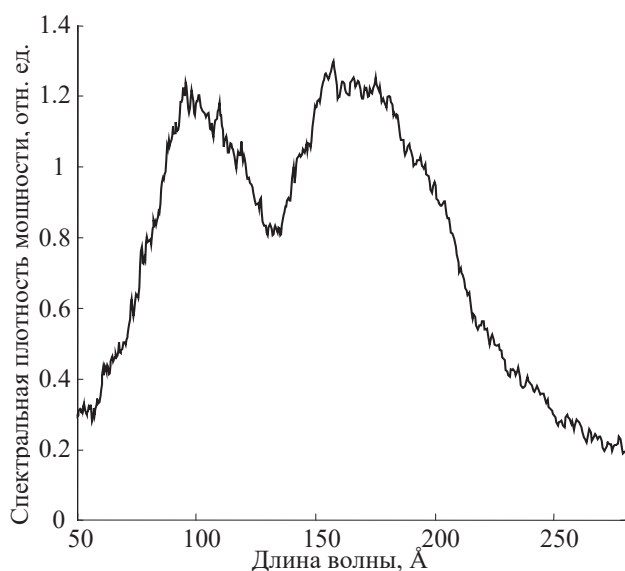


Рис. 12. Спектральная плотность мощности собственного излучения Ni-мишени (толщина Ni 20 нм или 17.8 мкг/см²) в выстреле № 6777. Время регистрации спектра $t_p - t_{\max} = +3$ нс относительно пика импульса облучения.

пика ВУФ-излучения, и быстро, в течение 7—9 нс падает в e раз от максимального значения [20].

На рис. 12 представлена спектральная плотность мощности собственного излучения плазмы двухслойной мишени (со слоем Ni 20 нм), измеренная под углом 49° к нормали *et* тыльной стороны, как схематически показано на рис. 1. Собственное излучение плазмы мишени в выстреле № 6777 зарегистрировано в момент $t_p - t_{\max} = +3$ нс относительно пика импульса ВУФ-излучения.

В спектрах собственного излучения Ni-мишени вблизи максимума МРИ регистрируются широкие полосы излучения в области длин волн 80—90 Å и 160—180 Å, которые определяются излучением плазмы Ni. Интенсивность собственного излучения плазмы тыльной стороны мишени из слоя майлара с низкой излучательной способностью мала по сравнению с собственным излучением плазмы Ni на фронтальной стороне мишени [20, 21]. При этом плазма, образованная из слоя майлара, является фильтром для собственного рентгеновского излучения плазмы из Ni.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ АБЛЯЦИИ МИШЕНИ

Для численного моделирования нагрева, расширения и собственного излучения мишени, состоящей из слоя никеля на лавсановой пленке и облучаемой Z-пинчем, использовался двумерный радиационный газодинамический код RALEF-2D. Он регулярно применялся для моделирования экспериментов,

проводимых на установке “Ангара-5-1” [20] и детально описан в работах [32, 33].

В нем рассчитывается движение плазмы мишени в рамках двумерной гидродинамики с учетом теплопроводности и спектрального переноса теплового излучения. При этом учитывается, что интенсивность излучения в каждой пространственно-временной точке зависит от энергии фотонов и от направления в трехмерном пространстве. Нагрев и охлаждение вещества за счет излучения рассматриваются согласованно путем расчета спектрального переноса излучения в этом веществе.

Перенос излучения рассматривается в каждый момент времени в рамках стационарного уравнения переноса с рассчитанными заранее по коду THERMOS [34] спектральными пробегами фотонов, считая функцию спектральной плотности энергии излучения источника планковской.

В коде RALEF-2D для описания уравнений состояния используется модель FEOS [35, 36]. При расчете уравнения состояния майлара в данной работе использовалось упрощающее предположение, что майлар состоит из одного элемента — углерода, но с параметрами нормального состояния, соответствующими реальным свойствам майлара. Погрешность такого приближения в диапазоне температур и плотностей, характерных для данного исследования, лежит в пределах общих погрешностей модели FEOS.

По этой модели рассчитываются давление, удельная внутренняя энергия и теплоемкость плазмы. Эта часть кода выдает также локальную степень ионизации (для майлара — степень ионизации атомов углерода), которая используется при расчете коэффициента теплопроводности. Детальный ионизационный состав плазмы (для майлара — уже с учетом его реального химического состава), требуемый для определения ее оптических свойств при заданных температуре и плотности, рассчитывался независимо внутри кода THERMOS.

В рамках нашей работы, перед тем как приступить к гидродинамическому моделированию облучаемых мишеней с помощью кода RALEF, по программе THERMOS были специально рассчитаны и подготовлены к использованию в RALEF таблицы оптических свойств никеля и майлара.

Параметры импульса излучения Z-пинча, греющего мишень в проведенных по RALEF расчетах, были максимально приближены к параметрам импульса МРИ в экспериментах на установке “Ангара-5-1” (рис. 13).

Расчетный импульс представляет собой суперпозицию трех компонент с разными спектрами и временными профилями: длительный

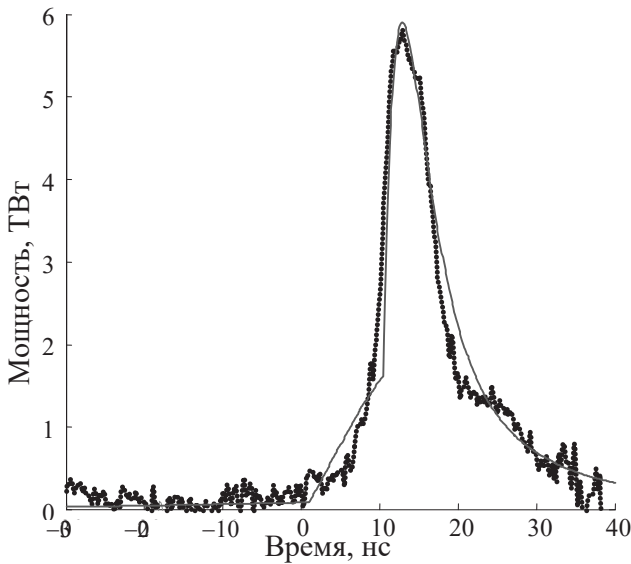


Рис. 13. Временной профиль полной мощности греющего импульса МРИ в расчете А (сумма трех компонент $P_1 + P_2 + P_3$, сплошная линия), полученный путем аппроксимации экспериментальных значений (точки на графике) мощности излучения (выстрел № 6777). Для получения освещенности на поверхности мишени надо показанную на этом рисунке полную мощность умножить на коэффициент 0.065 см^{-2} . Начало отсчета времени выбрано произвольно.

предымпульс, основной импульс и падающая часть импульса.

Основная компонента № 2 соответствует узкому пику более коротковолнового излучения. В то же время более мягкая компонента № 1, обеспечивает плавное затухание излучения пинча после компоненты № 2. Кроме того, компонента № 1 сопрягает начало главного импульса с длительным предымпульсом (компонента № 3). Заданный суперпозицией трех планковских компонент поток греющего излучения постепенно, но сильно меняет со временем свой спектр. Далее приведены формулы, описывающие все эти компоненты.

1. Первая компонента (падающая часть импульса) имеет спектр планковского вида с температурой 45 эВ. Временной профиль этой компоненты задается следующей формулой:

$$P_1(t > t_{10}) = \frac{(t - t_{10})/t_1}{1 + [(t - t_{10})/t_1]^4} P_{10};$$

$$P_1(t < t_{10}) = 0. \quad (2)$$

2. Вторая компонента (основной импульс) греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 70 эВ. Временной

профиль ее мощности описывается следующим выражением:

$$P_2(t > t_{20}) = P_{20} \frac{t - t_{20}}{t_2} \exp\left(-\frac{t - t_{20}}{t_2}\right);$$

$$P_2(t < t_{20}) = 0. \quad (3)$$

3. Третья компонента (предымпульс) греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 20 эВ. Временной профиль ее мощности описывается выражением

$$P_3(t > 0) = P_{30} \frac{t/t_3 + C_1(t/t_3)^4}{1 + (t/t_3)^8}. \quad (4)$$

Были выполнены расчеты А и В с двумя заметно отличающимися наборами параметров импульса греющего излучения для выявления их влияния на коэффициент пропускания возникающей плазмы мишени для излучения ВУФ-диапазона. Они соответствовали параметрам выстрелов № 6777 и № 6800, в которых пиковая мощность импульса МРИ составляла 5.7 и 9.2 ТВт соответственно.

Греющему импульсу, аппроксимирующему эксперимент № 6777, соответствовали такие значения параметров (расчет А): $t_{10} = 66 \text{ нс}$, $t_1 = 17.5 \text{ нс}$, $P_{10} = 0.198 \text{ ТВт/см}^2$, $t_{20} = 75.5 \text{ нс}$, $t_2 = 2.3 \text{ нс}$, $P_{20} = 0.723 \text{ ТВт/см}^2$, $t_3 = 85 \text{ нс}$, $C_1 = 1.66$, $P_{30} = 4.7 \text{ ГВт/см}^2$. Полная плотность энергии компоненты 1 – 2.72 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 2 равна 1.66 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 3 равна 0.5 кДж/см^2 , а до начала следующей компоненты, т.е. на интервале времени $0 < t < t_{10}$ эта компонента греющего излучения содержит 0.15 кДж/см^2 .

Пиковая плотность мощности падающего на фольгу греющего излучения достигается в момент $t = t_{\max} = 77.9 \text{ нс}$ и составляет 0.384 ТВт/см^2 . Временной ход полной, проинтегрированной по спектру мощности излучения пинча, использованный в этих расчетах для моделирования выстрела № 6777, показан на рис. 13.

Греющему импульсу, аппроксимирующему эксперимент № 6800, соответствовали такие значения параметров (расчет В): $t_{10} = 66 \text{ нс}$, $t_1 = 20 \text{ нс}$, $P_{10} = 0.198 \text{ ТВт/см}^2$, $t_{20} = 76 \text{ нс}$, $t_2 = 2.7 \text{ нс}$, $P_{20} = 1.444 \text{ ТВт/см}^2$, $t_3 = 90 \text{ нс}$, $C_1 = 1.66$; $P_{30} = 4.7 \text{ ГВт/см}^2$. Полная плотность энергии компоненты 1 равна 3.11 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 2 равна 3.9 кДж/см^2 . Полная плотность энергии компоненты 3 равна 0.5 кДж/см^2 , а до начала следующей компоненты, т.е. на интервале времени $0 < t < t_{10}$, эта компонента греющего

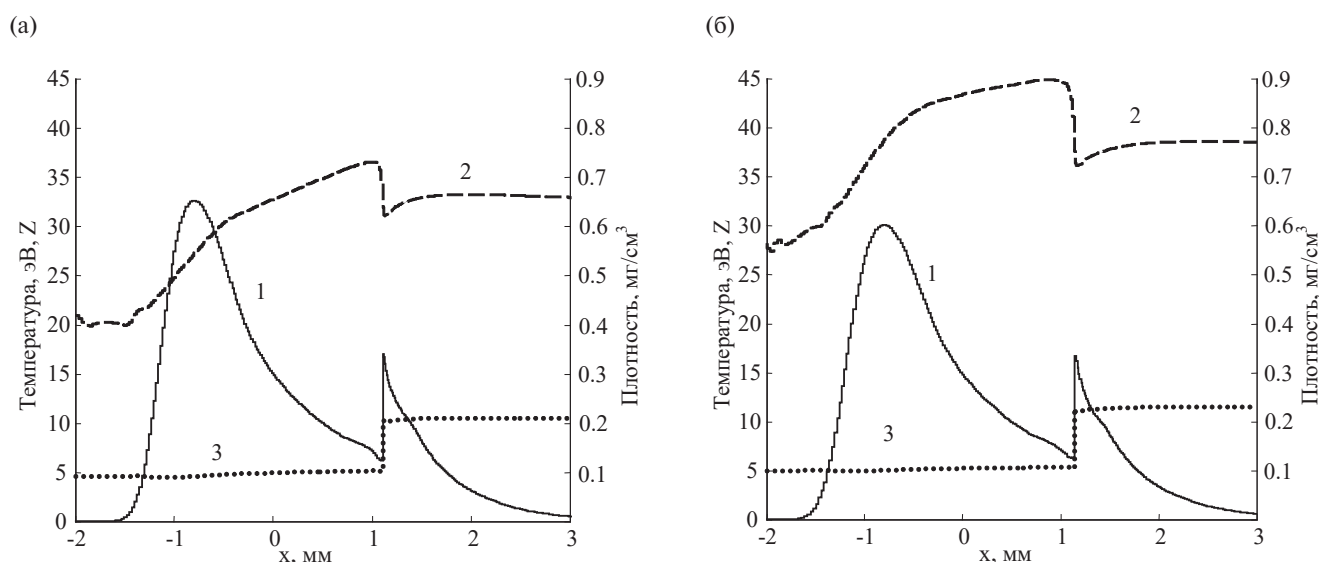


Рис. 14. Распределение параметров плазмы (плотности (1), температуры (2) и средней степени ионизации Z (3)) по сечению мишени Ni+Mu (20 нм + 0.6 мкм), слой никеля обращен к пинчу: а) — в расчете А на момент $t_{\max} + 0.1$ нс; б) — в расчете В на момент $t_{\max} + 0.2$ нс. Пинч находится справа. Начальное положение мишени $x = 0$ мм.

излучения содержит 0.15 кДж/см^2 . Пиковая плотность мощности падающего на фольгу греющего излучения достигается в момент времени $t = t_{\max} = 78.8 \text{ нс}$ и составляет 0.646 ТВт/см^2 .

Модельная конструкция мишени в расчетах А и В была выбрана одинаковой. Мишень состояла из пленки майлара толщиной 0.6 мкм с напылением слоя никеля толщиной 20 нм, который был обращен к пинчу.

Качественный характер динамики плазмы, возникающей от нагрева образца в вариантах А и В был такой же, как и в более ранних расчетах для других материалов (Al, Sn, In, Au) [17–21]. На рис. 14 показано пространственное распределение параметров плазмы по координате x перпендикулярно слою плазмы мишени на моменты времени $t = t_{\max} + 0.1 \text{ нс}$ (расчет А) и $t = t_{\max} + 0.2 \text{ нс}$ (расчет В) при облучении мишени импульсами разной мощности.

Проведенное численное моделирование показывает, что никель нагревается, превращается в газ и ионизуется за первые 5 нс. В результате слой никеля заметно расширяется перед началом воздействия основного импульса греющего излучения за счет большой длительности слабого предимпульса (компонента № 3). Скорость расширения в это время не велика, но большая длительность предимпульса приводит к заметному увеличению толщины слоя плазмы по отношению к исходной толщине никеля.

Основной греющий импульс (компонента № 2) приводит к сильному нагреву плазмы никеля до

температур порядка 33–40 эВ. Давление плазмы возрастает, что приводит к заметному ускорению разлета.

Физическая модель, используемая в данном моделировании, не принимает во внимание ни взаимную диффузию, ни перемешивание никеля и майлара, поэтому в результатах моделирования имеется резкая граница (контактный разрыв) между никелем и майларом, и эта граница отслеживается явно.

Скачок плотности на графике (см. рис. 14) показывает положение границы между плазмой майлара (слева) и никеля (справа). К моменту максимума облучающего импульса граница между материалами сместилась более, чем на 1 мм (рис. 14а, 14б) в направлении пинча, что свидетельствует о сдерживании разлета плазмы Ni плазмой майлара в направлении от источника греющего излучения.

Вследствие относительной краткости основного импульса плазма не успевает заметно расшириться по сравнению с тем, что было перед основным импульсом, а приобретенная дополнительная скорость разлета не очень велика. В этот период параметры плазмы меняются слабо, поэтому временной интервал $t - t_{\max} \in (0-10) \text{ нс}$, наиболее подходит для измерения оптических свойств плазмы Ni. Максимальная плотность плазмы никеля 334 мкг/см^3 на границе с майларом в момент максимума импульса МРИ находится в 1.11 мм (в расчете А в 1.15 мм) от исходного положения границы раздела ($x = 0$), электронная плотность при этом равна $n_e = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$,

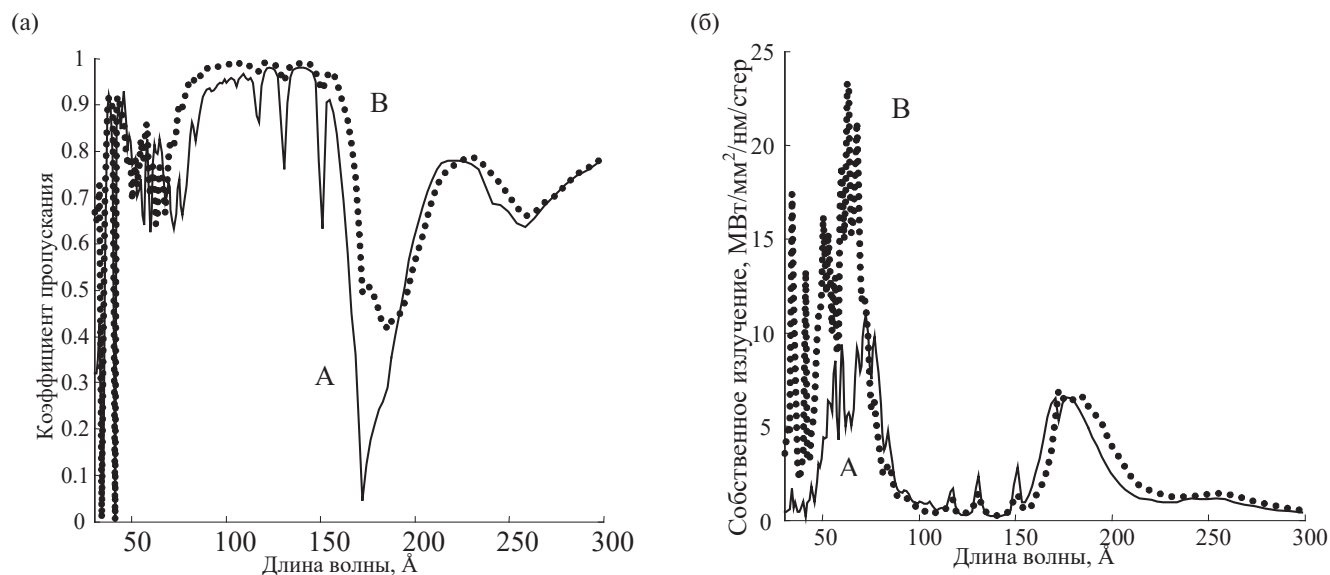


Рис. 15. Влияние параметров облучающего импульса на а) — спектральное пропускание, б) — спектральную плотность мощности собственного излучения плазмы мишени Ni+Mu (20 нм + 0.6 мкм). Расчет А — плотность мощности на мишени 0.384 ТВт/см², расчет В — плотность мощности на мишени 0.646 ТВт/см².

электронная температура $T_e = 38$ эВ (для расчета А соответственно 340 мкг/см³, $n_e = 3.1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $T_e = 32$ эВ), степень ее ионизации 11.3 (для расчета А — 10.3).

Скорость звука в майларе при сопоставимых температурах существенно выше, чем в Ni, поэтому майлар после главного импульса нагрева разлетается в сторону от пинча со скоростью заметно большей, чем разлетается Ni. Это создает реактивное воздействие на слой Ni, что приводит к ускорению в сторону пинча, так как массовые толщины слоев майлара (84 мкг/см²) и никеля (17.8 мкг/см²) отличаются почти в 5 раз. Поэтому смещение границы раздела Ni — Mu (см. рис. 14) существенно больше, чем это было в случае мишеней с веществами Sn, In, Au [20].

Параметры плазмы меняются не очень значительно при 1.5—2-кратном увеличении пиковой мощности (см. рис. 14). Такая вариация мощности включает практически все пуски установки. Вместе с тем это приводит к практически пропорциональному увеличению собственного излучения образца, что вполне закономерно. Качественный вид поглотительной способности образца от этого мало зависит.

При меньшей интенсивности имеет место неполный прогрев майлара, что приводит, в связи с этим, к большому вкладу майлара в поглотительную способность мишени. Кроме того, при увеличении мощности греющего импульса в 1.5—2 раза уменьшается интегральное поглощение мишени

в области et относительно высокой индуцированной прозрачности ~80—150 Å (рис. 15).

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При изучении спектральной зависимости пропускания нагретой плазмы важно знать ее состояние в момент измерения — ее температуру и плотность, скорость разлета. Измерить скорость разлета и оценить плотность можно по измерениям толщины слоя плазмы с помощью теневой лазерной диагностики.

Следует отметить, что плотность плазмы, при которой она становится непрозрачной для лазерного излучения видимого диапазона, много меньше максимальных ее значений вблизи начального положения пленки исследуемого материала. Однако сделать оценку средней скорости разлета все же возможно, а измеренные данные по динамике разлета плазмы мишени сравнить с расчетами.

На рисунке 16 представлены лазерные теневые изображения в выстреле № 6777 с мишенью Ni⁺+Mu (толщина Ni 20 нм) в три момента $t_p - t_{\max} = -3.5, +4.8, +17.5$ нс на которых зарегистрировано смещение плазмы относительно начального положения мишени путем совмещения изображений мишени перед выстрелом и во время него.

На лазерных теневых изображениях (см. кадры 1 и 2 на рис. 16, полученные вблизи максимума МРИ) видно, что смещение плазмы никеля на фронтальной стороне мишени относительно исходного положения границы раздела Ni/Mu заметно больше,

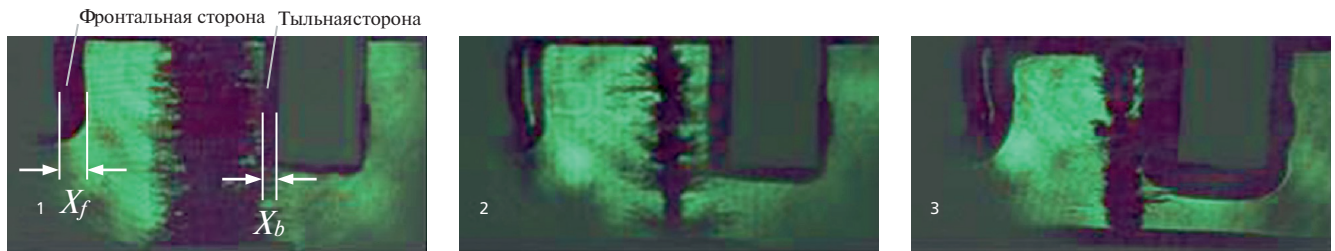


Рис. 16. Лазерные теневые изображения мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ (20 нм + 600 нм) в выстреле № 6777. На каждом изображении: правая рамка — тыльная сторона мишени (плазма майлара), левая рамка — фронтальная сторона мишени (плазма никеля). Серый цвет — положение мишени до выстрела, черный — тень от плазмы во время выстрела в три момента: $t_p - t_{\max} = -3.5, +4.8, +17.5$ нс.

чем смещение плазмы майлара на тыльной стороне мишени. Это соответствует расчету (см. рис. 14), в котором для плазмы никеля вблизи максимума греющего импульса обусловленная рефракцией граница непрозрачной плазмы на лазерных изображениях для электронной плотности $n_e = (1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ находится на расстоянии 2.1–3.1 мм от исходной границы раздела, тогда как для плазмы майлара на расстоянии 1.4–1.5 мм.

На рис. 17 представлена зависимость от времени смещения фронтальной x_f (кривая 1) и тыльной x_b (кривая 2) сторон мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ с толщиной слоя никеля 20 нм по данным лазерных теневых изображений. Так как основной греющий импульс длительностью 6–10 нс предварялся достаточно длинным ~70 нс предимпульсом, на два порядка менее мощным, напыленный металл и майларовая

подложка успевали испариться и начать разлетаться из-за его большой длительности. Спектр излучения предимпульса гораздо более мягкий, поэтому он должен поглощаться на меньшей толщине материала. Это может объяснить значительно меньшее расширение плазмы до начала основного импульса излучения в тыльную сторону, чем во фронтальную, обращенную к пинчу, что наблюдается на изображении на 1-м кадре (см. рис. 16).

По данным лазерных теневых изображений скорости разлета материала мишени с тыльной стороны до начала основного импульса излучения Z-пинча были небольшими, ~10–30 км/с, несколько больше, ~30–40 км/с с фронтальной стороны. Вблизи максимума греющего импульса скорости вырастали до 60 км/с, после него достигали 70–90 км/с с тыльной стороны, 70–110 км/с — с фронтальной.

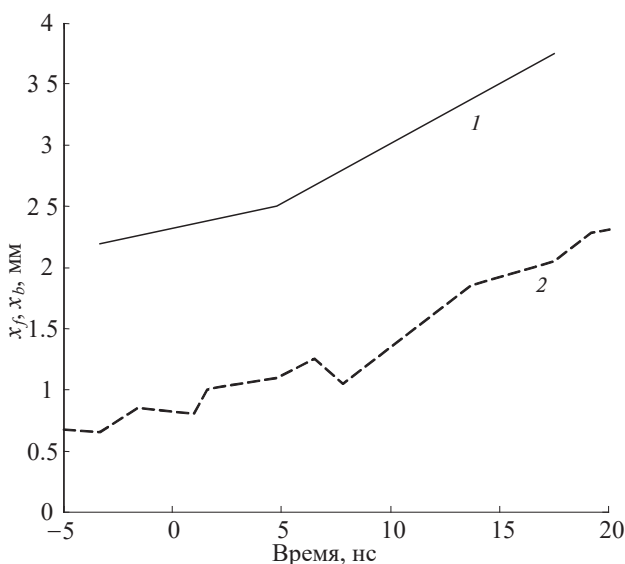


Рис. 17. Временная зависимость смещения плазмы Ni (фронтальная x_f , кривая 1) и майлара (тыльная сторона x_b , кривая 2) мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ с толщиной слоя никеля 20 нм, полученная по теневым лазерным изображениям.

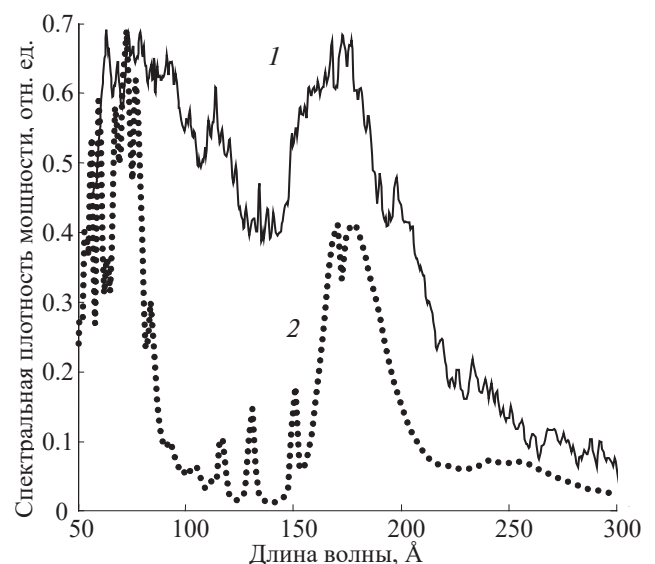


Рис. 18. Сравнение собственного излучения плазмы мишени $\text{Ni}^* + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) в момент $t_p - t_{\max} = +1$ нс, полученного в эксперименте № 6889 (кривая 1), и расчетного в $t_p - t_{\max} = +0.1$ нс (расчет А, кривая 2).

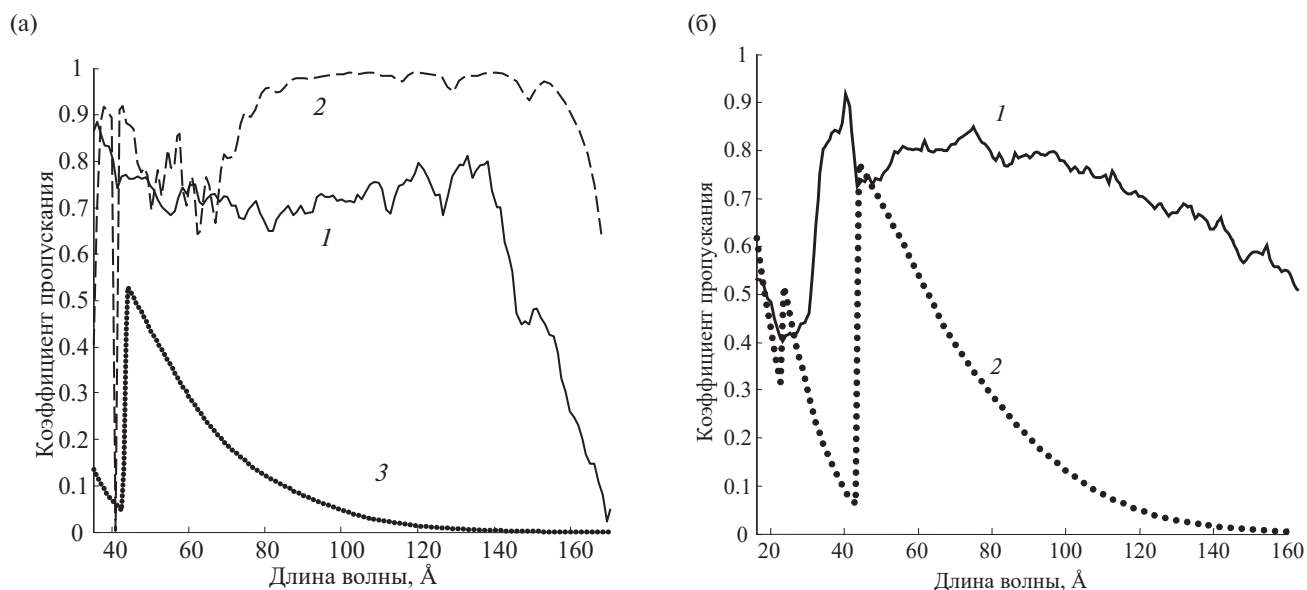


Рис. 19. а) Сравнение коэффициентов пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ мишени $\text{Ni}^+ + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) в момент максимума МРИ $t_p - t_{\max} = 0$ нс, полученного в эксперименте № 7034 (кривая 1), и расчетного (кривая 2), с пропусканием “холодной мишени” того же состава (кривая 3); б) коэффициенты пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ плазмы майлара (0.6 мкм) в момент максимума МРИ, полученного в эксперименте (кривая 1), и “холодного” майлара (0.6 мкм, кривая 2).

Расчетная скорость плазмы в момент максимума МРИ $t_{\max}$ на уровне электронной плотности, соответствующий границе плазмы на лазерных теневых изображениях обусловленной рефракцией, составляла 42–62 км/с. Хотя прямое количественное сравнение расчетных параметров разлета внешних, разреженных слоев плазмы мишени с экспериментальными данными, возможно, не совсем оправданно, качественно расчетная картина динамики разлета плазмы мишени совпадает с экспериментальной.

Для корректного измерения коэффициента пропускания плазмы мишени $K_r(\lambda, t_i)$ по формуле (1) требуется измерение собственного излучения плазмы мишени, которое существует ~10–15 нс. Сравнение экспериментального спектра (рис. 18) собственного излучения мишеней $\text{Ni} + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) (выстрел № 6889, время регистрации $t_p - t_{\max} = +1$ нс, кривая 1), и расчетного (расчет А, $t_p - t_{\max} = +0.1$ нс, кривая 2) показывает примерное совпадение полос излучения в области длин волн ~60–90 Å и 160–200 Å.

Важнейшими результатами эксперимента являются данные о спектральной прозрачности плазмы мишени и спектре ее собственного излучения. Как показывают эксперименты (см. рис. 10), наблюдается индуцированное излучением пинча увеличение коэффициента пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ плазмы Ni -Му-мишеней. В проведенных расчетах получен аналогичный эффект (см. рис. 15). На рис. 19а представлено сравнение коэффициентов пропускания

$K_r(\lambda, t_i)$ мишени $\text{Ni}^+ + \text{Mu}$ (20 нм + 0.6 мкм) в момент максимума МРИ $t_p - t_{\max} = 0$ нс, полученного в эксперименте № 7034, и расчетного, с пропусканием “холодной мишени” того же состава.

В целом есть некоторое согласие между полученными экспериментальными данными и результатами проведенного расчета, учитывая экспериментальную погрешность определения $K_r(\lambda, t_i)$ в 10–15%, но численный расчет демонстрирует превышение (на ~25%) коэффициента пропускания в мягкой области спектра в диапазоне $\lambda \in (80, 160)$ Å. Как указывалось ранее [20, 21], видимо, это является проявлением недостатков модели THERMOS, в которой в качестве начального состояния ионов при поглощении квантов ВУФ-излучения учтена лишь оболочка основного состояния ионов и не учтены начальные состояния ионов, в которых есть возбужденные электроны на не полностью заполненных оболочках (n, l).

В работе [37] было показано, что в непрозрачность плазмы дают большой вклад многократно возбужденные состояния ионов. Их учет в используемой модели привел бы к понижению рассчитанных коэффициентов пропускания. Отметим, что для мишеней из материалов с большим атомным номером (Sn, In, Bi и Au) [38] в расчетах коэффициент пропускания $K_r(\lambda, t_i)$ плазмы мишени составлял ~0.7–0.9 в интервале 100–140 Å, тогда как в эксперименте всего ~0.2–0.4, что кратно превышает погрешность измерения.

Плазма в мишенях из элементов Al и Ni со средним значением атомного номера Z , как и в случае тяжелых элементов Sn, In, Bi и Au, имеет степень ионизации порядка десяти. Это приводит к ионным состояниям с намного более простыми конфигурациями, такими как открытые $2p$ - или закрытые $3p$ -подоболочки в Al и Ni соответственно. Многократно возбужденные состояния в этих подоболочках имеют гораздо меньший статистический вес по сравнению с многократно возбужденными состояниями Sn, In, Bi и Au, поэтому их относительный вклад в непрозрачность плазмы также значительно меньше и согласие расчетных и экспериментальных данных лучше [17, 18].

Известно несколько экспериментов по исследованию прозрачности плазмы никеля, полученной с помощью наносекундного лазера, излучение которого направляется в хольраум, через отверстие в поверхности которого облучается никелевая мишень [12–14], с температурой плазмы никеля около 27 эВ и плотностью порядка 1 мг/см³, т.е. с близкими к расчетным параметрам плазмы мишени в наших экспериментах. Так как майлар имеет заметное поглощение в ВУФ-диапазоне, результаты наших измерений включают поглощение и относительно толстой (600 нм) подложки из майлара.

Для сравнения полученных данных с результатами названных работ мы исключили поглощение плазмы майлара, используя экспериментальные данные, полученные при исследовании адаптивного майларового фильтра без каких-либо дополнительных слоев [21].

На экспериментальных (см. рис. 10) и расчетных (см. рис. 15) данных регистрируются линии поглощения в плазме майларовой пленки на ионах углерода и кислорода в областях длин волн 30–40 Å и 110–180 Å. Анализ показывает, что майлар вносит заметный вклад (~20–30%) в поглощение и вне линий поглощения кислорода [20]. Измеренный вблизи максимума греющего излучения коэффициент пропускания пленки майлара толщиной 0.6 мкм в интервале 50–130 Å находится в диапазоне 0.75 ± 0.05 и вносит заметный вклад в общее поглощение мишени Ni⁺+Mu (рис. 196).

На рисунке 20 представлены данные коэффициента пропускания чистого никеля толщиной 20 нм, полученные вблизи максимума греющего импульса $t_p - t_{\max} = -3, 0, +5$ нс с учетом поглощения в майларе (рис. 196). На этом же рисунке показаны экспериментальные данные из работы [13] с Ni-мишенями примерно такой же толщины.

Параметры плазмы никеля в момент регистрации спектров вблизи максимума мощности греющего

импульса, полученные в расчетах (см. рис. 14), имеют следующие величины: плотность плазмы никеля ≈ 340 мкг/см³, электронная плотность $n_e \approx 3.4 \cdot 10^{19}$ см⁻³, электронная температура $T_e = 38$ эВ. В работе [13] параметры плазмы мишени оцениваются как $T = 24 \pm 3$ эВ и $\rho = 2 \pm 1$ мг/см³.

Из рисунка 20 следует, что, как и для мишени с более толстым слоем никеля (см. рис. 10), индуцированное излучением увеличение пропускания плазмы никеля начинается за 5–8 нс до пика греющего импульса в области $\lambda[80, 150]$ Å, достигает максимума за этим пиком $t_p - t_{\max} = 0 \div 5$ нс в области $[40, 150]$ Å и медленно уменьшается при дальнейшем разлете плазмы, что соответствует расчетам [20, 21].

Как указывалось ранее, высокий коэффициент пропускания плазмы в области $\lambda \in [100, 140]$ Å, получаемый в расчетах для металлов с небольшим атомным номером, наблюдался и в эксперименте. Отметим хорошее согласие спектрального коэффициента пропускания плазмы никеля, полученного в наших экспериментах, и результатов работ других авторов [13, 14] с учетом того факта, что в них измеряли интегральный по времени коэффициент пропускания плазмы никеля.

Для сдерживания разлета металла, в качестве темпера, в нескольких экспериментах использовали трехслойные мишени, в которых на слой никеля была нанесена пленка полипропилена толщиной от 0.28 до 0.57 мкм (или от 25 до 51 мкг/см²), что сопоставимо с толщиной слоя никеля (от 17.8 до 55.2 мкг/см²) в этих экспериментах.

Как показали данные лазерного теневого зондирования, динамика разлета фронтальной стороны трехслойных мишеней аналогична динамике разлета двухслойных мишеней, у которых фронтальная сторона майлар. Дополнение третьего слоя к мишени не меняет формы и спектрального коэффициента пропускания плазмы мишени, лишь несколько уменьшает его величину, что подтверждается и расчетами. Но это уменьшение не превосходит погрешности измерения коэффициента пропускания плазмы (см. рис. 21).

Возможно, такая роль третьего полипропиленового слоя мишени связана с развитием релей-тейлоровской (РТ) неустойчивости на границе PP/Ni. Расчеты показывают, что РТ-неустойчивость играет важную роль на поверхности раздела металл–Му в наших мишенях [20].

Анализ ситуации говорит, что она становится более опасной, т.е. может перейти в нелинейную стадию и привести к разрыву слоя никеля, когда майлар (или полипропилен) расположен на стороне,

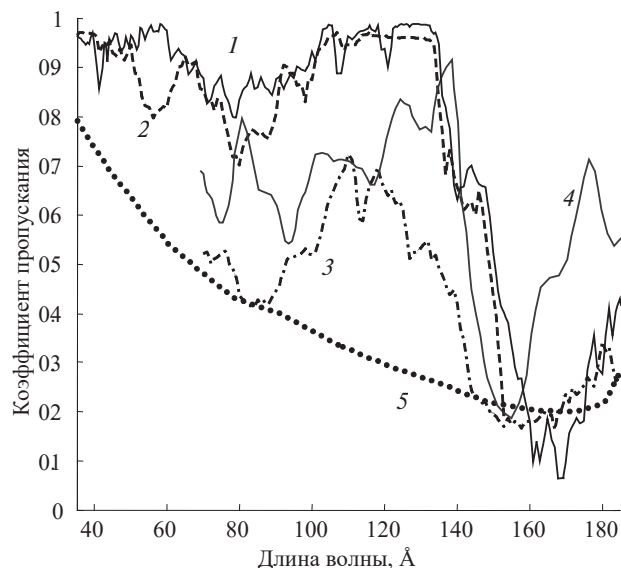


Рис. 20. Сопоставление экспериментальных данных коэффициентов пропускания плазмы никеля в разные моменты: $t_p - t_{\max} = 0$ нс (кривая 1), $t_p - t_{\max} = +5$ нс (кривая 2), $t_p - t_{\max} = -3$ нс (кривая 3), интегрального по времени (кривая 4) из работы [13] и “холодной мишени” толщиной 20 нм (кривая 5) [29].

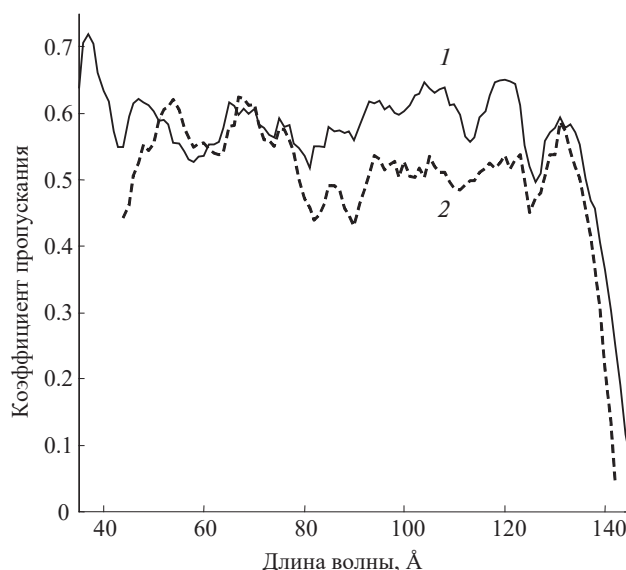


Рис. 21. Сравнение спектрального коэффициента пропускания двухслойной (Ni+Му, 40 нм + 0.6 мкм, выстрел № 6780, кривая 1) и трехслойной мишеней (PP+Ni+Му, 0.28 мкм + 40 нм + 0.6 мкм, выстрел № 6801, кривая 2); пиковая мощность греющего импульса в этих выстрелах 7.2 ± 0.5 ТВт.

обращенной к пинчу. Полный анализ возможности развития РТ-неустойчивости невозможен на используемых в данных расчетах пространственных сетках. Для такого исследования необходимы существенно более подробные сетки и существенное, в 10—100 раз как минимум, увеличение доступных ресурсов современных суперкомпьютеров. Но следует отметить потенциальную возможность разрушения слоев плазмы металлов из-за этой неустойчивости.

В двухслойных мишенях ускорение слоя никеля под действием расширяющегося слоя майлара не сопровождается сильным ростом возмущений поверхности раздела, вызванных рэлей-тейлоровской неустойчивостью, как это, например, имеет место в некоторых экспериментах с фольгами более тяжелых металлов [20]. Это является следствием довольно быстрого превращения жидкого слоя никеля в пар-плазму. Вместе с тем данные расчеты показали, что возникает опасность развития неустойчивости слоя майлара из-за его неоднородного прогрева при более низких интенсивностях греющего излучения.

6. ВЫВОДЫ

Результаты проведенных экспериментов по облучению пленочных Ni-мишеней разной толщины позволяют сделать следующие выводы.

1. На установке “Ангара-5-1” создана платформа для исследования спектральных свойств высокотемпературной плазмы, получаемой при воздействии мощного рентгеновского излучения Z-пинча на мишени из слоев различных веществ на майларовой подложке. Исследованный в работе диапазон полных и пиковых потоков энергии и мощности на поверхностях мишеней: 3—9 кДж/см² и 0.3—0.7 ТВт/см² соответственно. Предложена оригинальная схема измерения падающего, прошедшего и собственного излучения мишени большой площади (~ 1 см²) одновременно в одном выстреле. Влияние майларовой подложки в мишенях может быть надежно учтено, что позволяет изучать широкий спектр веществ, нанесенных на подложку.

2. При воздействии на никель-майларовые мишени импульса излучения Z-пинча мультитераваттной мощности получен многократный рост спектральной прозрачности плазмы этих мишеней по сравнению с “холодным” состоянием.

3. Учет экспериментальных значений коэффициента поглощения плазмы майлара [21], подложки в Ni-Му мишенях, позволил определить спектральное пропускание плазмы слоя никеля в области $\lambda \in (100, 140)$ Å. Наблюдается хорошее согласие спектрального коэффициента пропускания плазмы никеля с результатами экспериментальных работ, выполненных ранее другими авторами [13].

4. Показано, что формы спектральной зависимости коэффициента пропускания в эксперименте и расчете аналогичны. Однако, при этом, для мишеней $Ni^+ + Mu$ (20 нм+0.6 мкм) в диапазоне λ (30, 140) Å величина расчетного коэффициента пропускания плазмы составляет $\sim 0.8-0.9$, что несколько больше, чем величина, полученная в эксперименте, — $\sim 0.7-0.8$.

5. В эксперименте обнаружено, что коэффициент пропускания горячей плазмы Ni-мишеней в диапазоне $\lambda \in (100, 140)$ Å имеет величину $\approx 0.6-0.7$, что существенно выше величины коэффициента пропускания $\approx 0.2-0.4$ плазмы материалов с большим атомным номером (Sn, In, Bi и Au). В плазме мишени преобладает десятикратно ионизованный (аргоноподобный) Ni, который имеет замкнутую электронную оболочку, что и обеспечивает меньшее поглощение излучения в плазме Ni-мишеней. В этом случае наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных с результатами численных расчетов, которые не учитывают многократно возбужденные состояния ионов в плазме, играющие важную роль для плазмы материалов с большим атомным номером.

6. Показано, что собственное излучение плазмы никель-майларовой мишени имеет полосы излучения с пиками в области $\lambda \in (70, 80)$ Å и 170 Å, связанные с излучением ионов Ni, что совпадает с данными модельных РГД-расчетов таких мишеней. Максимальный уровень собственного свечения мишени зарегистрирован через 2—3 нс после пика импульса мощности МРИ Z-пинча, а время уменьшения его интенсивности с тыльной стороны мишени составляет 6—7 нс.

7. Проведено численное моделирование динамики разлета плазмы никельсодержащих мишеней под действием греющего импульса излучения, типичного для установки “Ангара-5-1”. Была исследована зависимость спектра поглощения плазмы, собственного излучения и параметров плазмы мишени от мощности и формы греющего импульса МРИ. Показано, что параметры плазмы мишени меняются не очень сильно при 1.5—2-кратном увеличении пиковой мощности МРИ, но пропорционально этому увеличивается интенсивность собственного излучения плазмы мишени. Спектральный вид поглощательной способности образца от этого мало зависит. При меньшей интенсивности греющего импульса имеет место неполный прогрев майлара в мишени, что приводит к его большему вкладу в поглощательную способность. При увеличении мощности греющего импульса в 1.5—2 раза уменьшается интегральное поглощение в мишени в области его относительной высокой индуцированной прозрачности в диапазоне $\lambda \in (30, 140)$ Å.

ФИНАНСИРОВАНИЕ И БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность коллективу установки “Ангара-5-1” за инженерно-техническое сопровождение экспериментов. Все расчеты по программе RALEF-2D были выполнены на суперкомпьютере К-60 вычислительного центра Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН (ИПМ РАН), а моделирование динамики плазмы никеля и майлара основано на таблицах их оптических свойств, которые были для этого специально рассчитаны в ИПМ РАН по программе THERMOS. Авторы благодарят П. В. Сасорова за плодотворное обсуждение результатов моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D'Arcy R., Ohashi H., Suda S., Tanuma H., Fujioka S., Nishimura H., Nishihara K., Suzuki C., Kato T., Koike F. // Phys. Rev. 2009. A 79. P. 042509.
2. O'Sullivan G., Li B., D'Arcy R., Dunne P., Hayden P., Kilbane D., McCormack T., Ohashi H., O'Reilly F., Sheridan P. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2015. V. 48. P. 144025.
3. Marrs R., Schneider D. and McDonald J. // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 204.
4. Keane C., Ceglio N., MacGowan B., Matthews D., Nilsson D., Trebes J. and Whelan D. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. P. 3343.
5. Mantouvalou I., Witte K., Grötzsch D., Neitzel M., Günther S., Baumann J., Jung R., Stiel H., Kanngießer B., Sandner W. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 035116.
6. Neu R., Fournier K., Schlögl D. and Rice J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1997. V. 30. P. 5057.
7. Borneis S., Bosch F., Engel T., Jung M., Kluft I., Klepper O., Kühl T., Marx D., Moshhammer R. and Neumann R. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 207.
8. Roudskoy I. // Laser Part. Beams. 1996. V. 14. P. 369.
9. Yoshida K. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 121109.
10. Lebert R., Rothweiler D., Engel A., Bergmann K., Neff W. // Opt. Quant. Electron. 1996. V. 28. P. 241.
11. Suzuki C., Koike F., Murakami I., Tamura N. and Sudo S. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2015. V. 48. P. 144012.
12. Turck-Chieze S., Loisel G., Gilles D., Thais F., Bastiani S., Blancard C., Busquet M., Caillaud T., Cosse P., Blenski T., Delahaye F., Ducret J.E., Faussurier G., Gilleron F., Guzik J., Harris J.W., Kilcrease D.P., Magee N.H., Piau L., Pain J.C., Poirier M., Porcherot Q., Reverdin C., Silvert V., Villette B., Zeippen C. // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 271. 012035.
13. Turck-Chieze S., Gilles D., Le Pennec M., Blenski T., Thais F., Bastiani-Ceccotti S., Blancard C., Busquet M., Caillaud T., Colgan J., Cosse P., Delahaye F., Ducreta J.E., Faussurier G., Fontes C.J., Gilleron F., Guzik J.,

- Harris J.W., Kilcrease D.P., Loisel G., Magee N.H., Pain J.C., Reverdin C., Silvert V., Villette B., and Zeippen C.J. // High Energy Density Phys. 2013. V. 9. P. 473.
14. Dozières M., Thais F., Bastiani-Ceccotti S., Blenski T., Comet M., Condamin F., Fariaut J., Gilleron F., Gilles D., Pain J.C., Poirier M., Reverdin C., Rosmej F., Silvert V., Soullié B. // High Energy Density Phys. 2019. V. 31. P. 83.
 15. Bailey J., Nagayama T., Loisel G., Rochau G., Blancard C., Colgan J., Cossé P., Faussurier G., Fontes C., Gilleron F., Golovkin I., Hansen S.B., Iglesias C.A., Kilcrease D.P., Farlane J.J.M., Mancini R.C., Orban C., Pain J.-C., Pradhan A.K., Sherrill M., Wilson B.G. // Nature. 2015. V. 517. P. 56.
 16. Nagayama T., Bailey J. E., Loisel G.P., Dunham G.S., Rochau G.A., Blancard C., Colgan J., Cossé Ph., Faussurier G., Fontes C.J., Gilleron F., Hansen S.B., Iglesias C.A., Golovkin I.E., Kilcrease D.P., MacFarlane J.J., Mancini R.C., More R.M., Orban C., Pain J.-C., Sherrill M.E. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 235001.
 17. Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Шевелько А.П., Александров В.В., Андреев С.Н., Баско М.М., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Волков Г.С., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Самохин А.А., Смирнов В.П., Толстихина И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 5. С. 394.
 18. Grabovski E.V., Sasorov P.V., Shevelko A.P., Aleksandrov V.V., Andreev S.N., Basko M.M., Branitski A.V., Gritsuk A.N., Volkov G.S., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Tolstikhina I.Yu., Frolov I.N., Yakushev O.F. // Matter and Radiation at Extremes. 2017. V. 2. № 3. P. 129.
 19. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 4. С. 367.
 20. Александров В. В., Баско М. М., Браницкий А. В., Грабовский Е. В., Грицук А. Н., Митрофанов К. Н., Олейник Г. М., Сасоров П. В., Фролов И. Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 7. С. 613.
 21. Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Баско М.М. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 9. С. 847.
 22. Альбикиов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26.
 23. Браницкий А.В., Олейник Г.М. // ПТЭ. 2000. № 4. С. 58.
 24. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Laukhin Y., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Volkov G.S., Frolov I.N., Shevel'ko A.P. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. № 11. P. 3184.
 25. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лахтюшко Н.И., Медовщиков С.Ф., Олейник Г.М., Светлов Е.В. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 2. С. 160–171.
 26. Скобляков А.В., Колесников Д.С., Каницырев А.В., Голубев А.А., Рудской И.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. № 6. С. 558.
 27. Hollebon P., Ciricosta O., Desjarlais M.P., Cacho C., Spindloe C., Springate E., Turcu I.C.E., Wark J.S., Vinko S.M. // Phys. Rev. E. 2019. V. 100. P. 043207.
 28. Keenan R., Lewis C.L.S., Wark J.S., Wolfrum E. // J. Phys. B. 2002. V. 35. L. 447.
 29. Filter Transmission. https://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html
 30. Poinern G.E.J., Ali N., Fawcett D. // Materials. 2011. V. 4. № 3. P. 487.
 31. Pfisterer H., Politycki A., Fuchs E. // Electrochem., 1959. V. 63. P. 257.
 32. Basko M.M., Maruhn J., Tauschwitz A. // J. Comput. Phys. 2009. V. 228. № 6. P. 2175.
 33. Basko M.M. Radiation-dominated plasma in LPP EUV sources: Physical aspects and challenges for numerical modeling, Chapter 5 in Photon Sources for Lithography and Metrolog / Ed. by V. Bakshi. Bellingham, Washington: SPIE Press, P. 149.
 34. Nikiforov A.F., Novikov V.G., Uvarov V.B. Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter. Methods for Computation Opacity and Equation of State. 2005. Birkhauser, Basel, Switzerland. 439 p.
 35. Faik S., Basko M.M., Tauschwitz A., Iosilevskiy I., Maruhn J.A. // High Energy Density Physics. 2012. V. 8. № 4. P. 349.
 36. Faik S., Tauschwitz An., Iosilevskiy I. // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 227. № 6. P. 117–125.
 37. Torretti F., Sheil J., Schupp R., Basko M.M., Bayraktar M., Meijer R.A., Witte I S., Ubachs W., Hoekstra I R., Versolato O.O., Neukirch A.J., Colgan J. // Nature Communications. 2020. V. 11. P. 2334.
 38. Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Баско М.М., Сасоров П.В. Исследование непрозрачности плазмы золота, создаваемой и облучаемой мощным рентгеновским излучением Z-пинча на установке “Ангара-5-1” // Сборник тезисов докладов XLVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 16–20 марта 2020 г. М.: НТЦ “ПЛАЗМАИОФАН”. С. 130.

Study in the Extreme UV Range of the Spectral Transmission of Nickel Plasma Created under the Effect of an X-Ray Pulse of the Z-Pinch

© 2024 A. N. Gritsuk^{a,*}, K. N. Mitrofanov^a, V. V. Aleksandrov^a, A. V. Branitsky^a,
E. V. Grabovski^a, G. M. Oleinik^a, I. N. Frolov^a, M. M. Basko^b, A. S. Grushin^b,
A. D. Solomyannaya^b, and N. B. Rodionov^c

^a Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow, 142190, Russia

^b Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125047, Russia

^c Private Enterprise "ITER-Tsentr", Moscow, Russia

* e-mail: griar@triniti.ru

Spectral properties of the high-temperature plasma obtained by exposing a nickel layer to a source of high-power X-ray radiation (a power of 6–10 TW with a duration of 7–10 ns) based on a Z-pinch, formed during implosion of tungsten multi-wire arrays at the Angara-5-1 facility, are studied. In this case, the Z-pinch radiation heats the target and turns it into the hot plasma, and the same radiation probes the target plasma to determine the spectral dependence of the transmission of this plasma. An original scheme is proposed for measuring the incident, transmitted and self-emission of a target simultaneously in one experiment in the frame mode using a grazing incidence diffraction spectrograph. Using laser shadow imaging, experimental data are obtained on the velocity of the plasma expansion on the irradiated and back sides of the target, which reached 100 km/s. Targets made of thin Ni layers deposited on a mylar film are studied. An irradiation-induced multiple increase in the transmission of the target plasma in the EUV range is observed compared to the transmittance of the target in the cold state. The dependence of the absorption spectrum of the plasma and the accompanying self-radiation of the target on the power and shape of the heating pulse is studied. The measurement results are compared with numerical calculations performed using the RALEF-2D two-dimensional radiation code, which has been repeatedly used previously to simulate similar experiments. The shape of the spectral dependence of the transmission in the experiment and calculation is similar in the range of ~30–200 Å, but the model plasma transmission (~0.8–0.9) is higher than that obtained using a spectrograph and X-ray multi-frame photography (~0.5–0.6).

Keywords: plasma, X-ray radiation, Z-pinch of a multi-wire array, plasma dynamics, radiation heating, radiation gasdynamic simulation