

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ЛАБОРАТОРНОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. С. Н. Рязанцев^{1, 2, *}, И. Ю. Скобелев^{1, 2}, А. П. Кузнецов¹,
Р. К. Куликов^{1, 2}, С. А. Пикуз^{1, 2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

²Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: ryazantsev.serj@gmail.com

Поступила в редакцию 15.09.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

Описана методика достижения высокой точности (относительная погрешность до $\approx 0.001\%$) измерения абсолютных значений длин волн спектральных линий многозарядных ионов со средним ($Z = 17-25$) зарядом ядра, спектры которых могут использоваться для диагностики плазмы в экспериментах по лабораторной астрофизике. Она основана на облучении субнаносекундными лазерными импульсами с интенсивностью $10^{15}-10^{16}$ Вт/см² мишеней с многокомпонентным химическим составом, включающих атомы, как со средним, так и с низким Z . Присутствие последних обеспечивает наличие в спектре излучения образующейся лазерной плазмы линий водородоподобных ионов, используемых в качестве реперов. Создан атомно-кинетический код, и проведены расчеты интенсивностей возможных реперных и исследуемых спектральных линий. Рассмотрены принципы подбора материала мишеней, особенности реализации методики на примере фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением на базе сферически изогнутых кристаллов слюды и α -кварца и приведены конкретные параметры схем спектрометров и типов мишеней для прецизионного измерения длин волн спектральных линий гелие- и литиеподобных ионов с зарядами ядер $Z = 13-25$. Полученные в настоящей работе результаты будут использоваться при планировании фундаментальных рентгеноспектральных исследований на создающейся в НИЯУ МИФИ лазерной установке ЭЛЬФ.

Ключевые слова: диагностика плазмы, рентгеновская спектроскопия, лазерная плазма, прецизионные измерения длин волн, многозарядные ионы

DOI: 10.31857/S0004629923010085, EDN: NQAEDT

1. ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов (здесь и далее под многозарядными подразумеваются ионы имеющие заряд ядра $Z_i > 10$ и потенциалы ионизации $E_i > 1$ кэВ) в настоящее время является одним из ключевых диагностических инструментов, используемых для исследований в области физики экстремального состояния вещества. Путем анализа спектра их излучения, так же как при анализе спектров корпускулярного излучения плазмы (см., например, [1]), может проводиться диагностика горячей плазмы, генерируемой в установках с магнитным, инерциальным или магнитно-инерциальным [2] удержанием. Многозарядные ионы являются доминирующей фракцией в веществе звезд, сверхновых и плазменных струй, выбрасываемых активными ядрами галактик или молодыми звездами. Спектральные линии, соответ-

ствующие переходам между различными состояниями этих ионов, позволяют судить о таких характеристиках как температура и плотность перечисленных удаленных астрофизических объектов. Поскольку исследуемая плазма во многих случаях является многокомпонентной, и содержит ионы сразу нескольких изоэлектронных последовательностей, то идентификация линий в излучаемом ею спектре представляет собой непростую задачу, и требует, в первую очередь, прецизионных, т.е. обладающих повышенной точностью, данных о длинах волн переходов.

Современные рентгеновские спектрометры обладают разрешающей способностью $\lambda/\delta\lambda$ порядка 10^4 [3, 4], что, вообще говоря, позволяет рассчитывать на измерение длин волн с относительной погрешностью вплоть до 10^{-5} [5]. Однако для достижения такой точности необходима соответствующая калибровка дисперсионной

кривой спектрометра. Сразу отметим, что использование расчетной дисперсионной кривой для прецизионных измерений фактически невозможно, поскольку в реальном эксперименте нельзя контролировать геометрические параметры системы “источник спектров – диспергирующий элемент – регистратор” с необходимой точностью.

Стандартным способом проведения калибровки дисперсионной кривой является использование реперных линий с длинами волн, известными с погрешностью, существенно меньшей, чем ожидаемая погрешность измерений. Наилучшими кандидатами на эту роль являются линии водородоподобных (далее Н-подобных) ионов. Их длины волн могут быть рассчитаны с точностью до десятитысячных долей миллиангстрем, что заведомо меньше экспериментальной погрешности. Однако обилие Н-подобного иона с данным спектроскопическим символом в плазме велико лишь в достаточно узком интервале температур и плотностей. Это означает, что при исследовании спектров некоторого иона может не найтись такого Н-подобного иона, который, с одной стороны, имеет линии, лежащие в нужном спектральном диапазоне, а, с другой, существует в плазме с теми же параметрами, что и исследуемый ион.

Существенно удобнее было бы использовать в качестве реперов линии гелиеподобных (далее He-подобных) ионов. Благодаря скачку потенциала ионизации при переходе от *L*- к *K*-оболочке высокая концентрация этих ионов в плазме существует в гораздо более широком интервале температур и плотностей, и подобрать реперные линии для нужного иона становится гораздо проще. К сожалению, расчет длин волн He-подобных ионов не может дать необходимую для реперных линий погрешность, и для использования этих линий в качестве реперов сначала необходимо измерить их длины волн с высокой точностью.

В настоящей работе показано, что для химических элементов с зарядами ядер $Z_1 = 14-25$ можно подобрать элементы $Z_2 = 8-17$ (Z_1 может быть равно Z_2) Н-подобные ионы которых, с одной стороны, существуют при тех же параметрах плазмы, что и He-подобные ионы первых, а с другой, линии и тех и других лежат в одном спектральном интервале. Для найденных пар химических элементов (Z_1, Z_2) мы определили вещества сложного химического состава как естественного (минералы), так и искусственного (кристаллогидраты) происхождения, которые могут использоваться в качестве мишеней при создании плазмы посредством лазерного нагрева. Полученные результаты можно использовать для постановки экспериментов по прецизионным

измерениям длин волн резонансных серий He-подобных ионов. Причем предполагается, что для измерения положения линий более тяжелых элементов в качестве вторичных реперов могут служить предварительно измеренные положения линий более легких.

Следует подчеркнуть, что получение прецизионных данных по длинам волн многозарядных ионов необходимо для успешного применения рентгеноспектральных диагностических методов в задачах лабораторной астрофизики. Как известно, эти методы позволяют получать информацию о пространственных распределениях таких параметров протяженных плазменных объектов, как электронная плотность и температура, скорость макроскопического движения, напряженности квазистатических магнитных или осциллирующих электрических полей, эволюции ионизационного состава (см., например, [6–18]). При этом для подавляющего числа диагностических методик знание как можно более точного положения спектральных линий имеет принципиальное значение.

Это наиболее очевидно для определения скорости макроскопического движения плазмы по доплеровскому смещению спектральных линий, где погрешность $\Delta\lambda$ значения длины волны λ покоящегося иона напрямую связана с погрешностью измерения скорости Δv : $\Delta v = c\Delta\lambda/\lambda$ (c – скорость света).

При измерениях напряженности электрических и магнитных полей по положению генерируемых плазменных спутников [15–17] результат также напрямую зависит от сдвига положения плазменных спутников относительно самой спектральной линии, длина волн которой должна быть известна как можно точнее для получения реальных значений напряженностей полей.

В остальных диагностических методиках, как может показаться на первый взгляд, точность определения длин волн не играет существенной роли. Действительно, все они основаны на измерениях относительных интенсивностей тех или иных спектральных переходов. Например, электронную плотность плазмы можно измерять по отношению интенсивностей компонентов лаймановского дублета [14], резонансной и интеркомбинационной линий He-подобных ионов [13], отдельных компонентов диэлектронных структур в спектрах Н-, He- и He-подобных ионов [11, 12]. Для измерения температуры плазмы чаще всего используют отношение интенсивностей резонансных линий и их диэлектронных спутников [10]. Во всех этих случаях, очевидно, принципиально важно правильно провести идентификацию спектров, т.е. определить, какие именно линии в наблюдаемом спектре должны использоваться для диагностики. Однако в лабо-

раторной астрофизической лазерной плазме очень часто, благодаря главным образом, ее высокой плотности и нестационарному ионизационному состоянию, наблюдаемые спектры содержат такое большое число близко расположенных спектральных линий, что выделить среди них даже резонансные становится непростой задачей. Ее решение требует в первую очередь знания как можно более точных значений длин волн соответствующих переходов.

Подчеркнем, что если в случаях измерений скорости движения плазмы и напряженностей существующих в ней электромагнитных полей точность измерения длин волн влияет на погрешность измерения этих величин, то при измерениях температуры и плотности недостаточная точность в знании положения спектральных линий может привести к неправильной идентификации спектров, а, следовательно, и к получению принципиально неверных результатов. Иными словами, для этих измерений знание значений длин волн с минимальной погрешностью оказывается даже еще более важным.

2. ВЫБОР СХЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Общие требования

Как следует из вышеизложенного, для прецизионных измерений спектров многозарядного He-подобного иона с зарядом ядра Z_1 нужно создать двухкомпонентную плазму, содержащую также ионы с зарядом ядра Z_2 , такие, что, во-первых, линии H-подобного иона второго элемента будут лежать в том же спектральном интервале, что и He-подобные спектры первого элемента, и, во-вторых, интенсивности H- и He-подобных спектров будут одного порядка величины. Проверка выполнения первого условия выполняется сопоставлением известных табличных значений длин волн переходов в H-подобных ионах (см., например, [19]) с ожидаемыми значениями длин волн He-подобных спектров, что удобно делать с использованием имеющихся автоматизированных баз данных (АБД), например, с помощью АБД SPECTR-W3 [20]. При этом следует иметь в виду, что многие кристаллы, используемые в рентгеновских спектрометрах, могут работать в разных порядках отражения, что существенно расширяет набор первичных реперов.

Для проверки выполнения второго условия требуется проведение расчетов ионной кинетики в плазме с различной температурой и плотностью с целью определения таких значений этих параметров, при которых линии H- или He-подобного иона элемента Z_2 будут обладать интенсивностью, сравнимой с интенсивностью He-подобных линий элемента Z_1 , если, конечно, такие параметры существуют. При этом, если время жиз-

ни плазмы лежит в наносекундном диапазоне, кинетический расчет может быть стационарным, а для короткоживущей плазмы (фемтосекундная лазерная плазма, например) следует использовать нестационарный подход. В любом случае, без проведения кинетического расчета сделать адекватный прогноз относительных интенсивностей реперного и исследуемого спектров практически невозможно. В настоящей работе такие расчеты проводились по созданной нами программе РАКИР (Радиационный Атомно-Кинетический Расчет).

Программа РАКИР является столкновительно-радиационным гибридным кинетическим кодом, позволяющим проводить расчеты в стационарном и нестационарном подходах. Используемые в нем атомные модели включают в себя большие наборы атомных конфигураций, значительная часть которых рассматривается с учетом тонкой структуры уровней. Для конфигураций с большим числом открытых оболочек, конфигураций полых ионов и т.п. используется подход неразрешаемых массивов переходов, позволяющих сделать время расчета разумным, практически без потери его точности. Энергии уровней и скорости элементарных актов код РАКИР берет из предварительно рассчитанной с помощью кода sFAC [21] базы данных, содержащей информацию об энергетической структуре уровней ионов, вероятностях радиационных и автоионизационных переходов и сечениях неупругих электрон-ионных столкновений (возбуждение, ионизация, фоторекомбинация). Поскольку в настоящей работе предлагается для создания плазмы использовать длинные (наносекундные) лазерные импульсы, то почти все расчеты выполнялись в стационарном приближении.

Наиболее простым способом получения многокомпонентной плазмы является облучение мишеней с многокомпонентным химическим составом. В качестве материала для их изготовления можно, вообще говоря, использовать смеси (сплавы) порошков или твердотельные вещества как естественного (минералы), так и искусственного (кристаллогидраты солей различных кислот) происхождения. В случае смесей должна быть обеспечена хорошая однородность, чтобы в фокальном пятне с типичным размером 10 мкм присутствовали различные вещества. В настоящей работе мы рассматриваем случай использования твердотельных мишеней со сложной химической формулой, где однородность обеспечивается автоматически. Выбор химического состава мишени определяется, с одной стороны, необходимостью обеспечивать наличие в нужном спектральном диапазоне необходимого количества реперных линий, а с другой, возможностью создания лазерной плазмы с параметрами, при ко-

Таблица 1. Диапазоны регистрации ФСПР на основе пластинки из α -кварца (индексы Миллера $hkl = 100$, межплоскостное расстояние $2d = 8.512 \text{ \AA}$) размерами $52 \times 16 \text{ мм}$ изогнутой по сферической поверхности радиуса $R = 150 \text{ мм}$

Центральная длина волны λ , \AA	Расстояние от плазмы до центра кристалла X , округлено до целых мм	Коротковолновая граница диапазона регистрации, \AA	Длинноволновая граница диапазона регистрации, \AA	Ширина диапазона (обзорность), \AA
8.5	150	8.5	8.5	0
8.00	184	7.88	8.11	0.23
7.50	239	7.17	7.79	0.62
7.00	350	6.40	7.50	1.1
6.50	689	5.63	7.22	1.59
6.35	990	5.39	7.14	1.75

торых реперные и исследуемые спектральные линии будут иметь интенсивность одного порядка.

2.2. Рентгеновские спектрометры

При планировании эксперимента следует учесть некоторые ограничения, накладываемые спектрометрическим оборудованием. Рассмотрим их на примере фокусирующих спектрометров с пространственным разрешением ФСПР [3]. Данный спектрометр может быть настроен таким образом, чтобы его спектральное разрешение не зависело от размера источника (схема 1D). Такой режим является наиболее подходящим для проведения прецизионных измерений, так как снимает необходимость строгого контроля фокусировки и/или положения поверхности мишени относительно области перетяжки лазерного пучка от импульса к импульсу. Однако его использование накладывает жесткие условия на взаимное расположение элементов дисперсионной схемы и, в том числе, на расстояние от источника до кристалла. Оно является строго детерминированным и определяется радиусом кривизны кристалла и центральной длиной волны λ [22]. Обзорность спектрометра, которая выступает основным ограничивающим фактором при подборе потенциальных реперных линий, определяется размерами кристаллической пластинки. Диапазоны регистрации для одной из конкретных реализаций ФСПР на базе сферически изогнутого кристалла кварца приведены в табл. 1.

Диапазон значений центральных длин волн в табл. 1 сверху ограничен величиной $2d = 8.512 \text{ \AA}$ кристалла с индексами Миллера (100), так как для излучения с большей длиной волны условие дифракции Брэгга не может быть выполнено, а снизу значением, при котором расстояние до источника составляет $X \approx 1 \text{ м}$. Последнее обусловлено тем, что количество фотонов, падающих на кристалл, убывает с расстоянием от источника как $1/X^2$, что в совокупности с достаточно низкой эф-

фективностью отражения $\sim 10^{-4}$ [23] затрудняет получение в регистрируемых спектрах приемлемого соотношения сигнал-шум, для $X > 1 \text{ м}$. Помимо этого, очень часто размеры вакуумных камер, используемых на реальных лазерных установках ограничены. Возможность установки оборудования на значительном (1 м и более) расстоянии почти всегда предполагает модернизацию камеры, что очень часто невозможно по тем или иным причинам. Из табл. 1 видно, что максимальная обзорность спектрометра составляет 1.75 \AA . Для проведения измерения в более коротковолновом диапазоне используются кристаллы с меньшим межплоскостным расстоянием. Ширина диапазона регистрации (обзорность), при прочих равных, для них также меньше, что ограничивает возможности выбора спектральных реперов.

Частично обойти данную проблему позволяет использование кристалла слюды в качестве диспергирующего элемента ФСПР, обладающего большим значением $2d_{\text{сл}} = 19.9149 \text{ \AA}$. В этом случае излучение может регистрироваться во втором, третьем и более высоких порядках отражения за исключением четвертого и шестого [24]. Однако с ростом Z исследуемых ионов использование слюды для измерений становится довольно затруднительным, поскольку переналожение порядков отражения сильно осложняет расшифровку наблюдаемых спектров.

2.3. Химический состав мишени

В качестве источника реперных линий мы предлагаем использовать многозарядные ионы легких ($Z < 17$) элементов. Набор подходящих элементов ограничен по Z снизу кислородом ($Z = 8$), так как уже для азота ($Z = 7$) первые две линии резонансной серии соответствующего H-подобного иона имеют длины волн, значение которых превышает $2d_{\text{сл}}$. Также из данного списка исключен неон ($Z = 10$), в силу невозможности

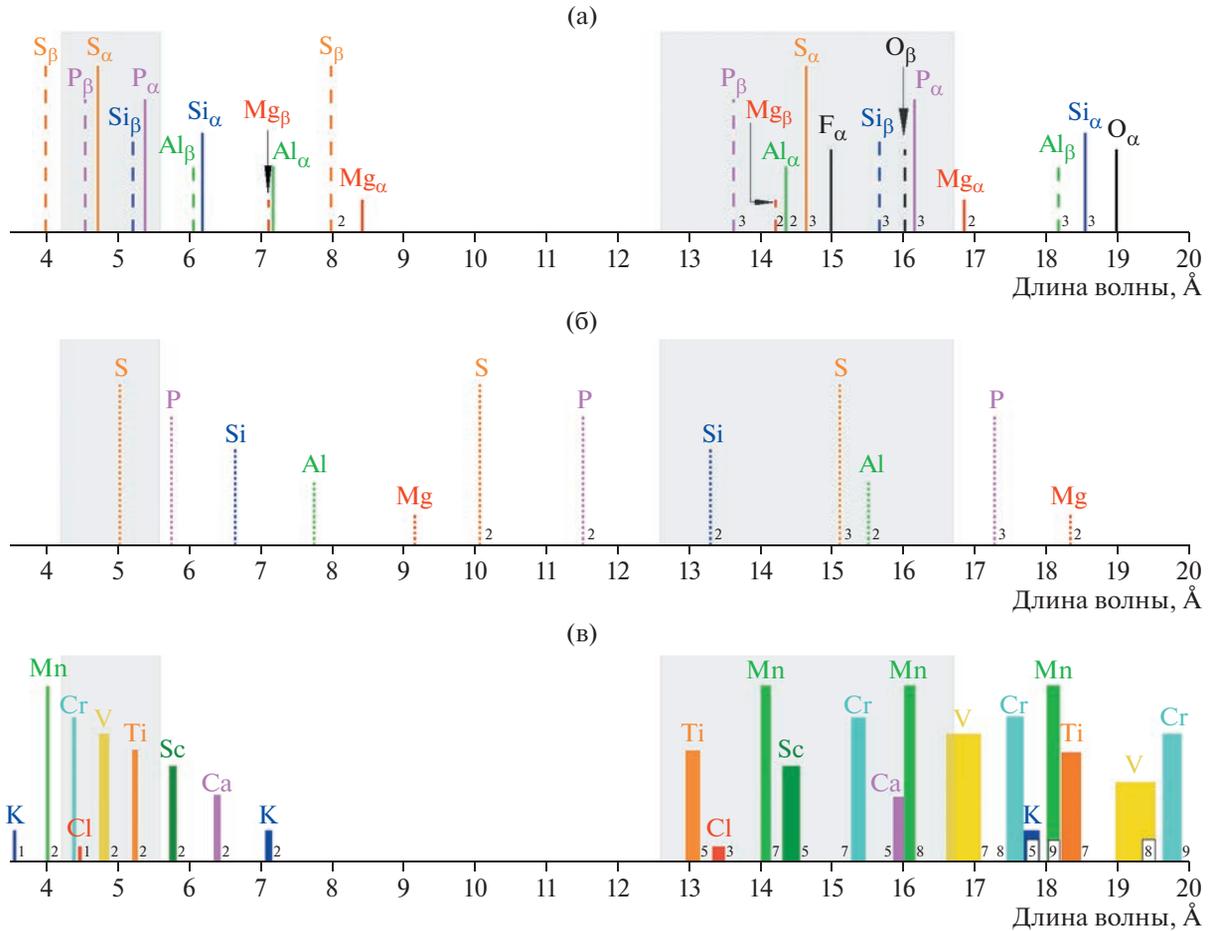


Рис. 1. Спектральное положение в разных порядках отражения линий (а) Ly_{α} (обозначено как *символ элемента* $_{\alpha}$) и Ly_{β} (*символ элемента* $_{\beta}$) Н-подобных, (б) He_{α} He-подобных ионов элементов с $8 \leq Z \leq 16$ (без Ne $Z = 10$), (в) областей, содержащих линии He_{α} и их диэлектронные сателлиты, обусловленные переходами в Li-подобных ионах элементов с $17 \leq Z \leq 25$ (без Ar $Z = 18$). Цифры у основания линий обозначают номера порядка, в котором данная линия отражается от кристалла. Серые области демонстрируют диапазоны наблюдения ФСПР на базе сферически изогнутых кристаллов α -кварца (коротковолновая часть спектра) и слюды (длинноволновая), расположенных на расстоянии 1 м от источника при $\theta_{Br.c} = 41.8^{\circ}$. Из-за низкой эффективности отражения α -кварца в третьем и более высоких порядках отражения не показаны линии, которые в этих порядках попадают в диапазон $< 8.512 \text{ \AA}$. Высота линий на рисунках не имеет физического смысла и выбрана различной только для удобства восприятия.

создания твердотельной лазерной мишени, содержащей этот элемент как составляющую. На рис. 1 в первом, втором и третьем порядках отражения показаны положения спектральных линий Н- и He-подобных ионов элементов из указанного набора. Из рассмотрения исключены линии, находящиеся в диапазоне длин волн от 8.512 до 12.6 \AA . Нижняя граница определена максимально возможным $2d$ кристалла α -кварца, а верхняя — это минимальная длина волны, которую можно наблюдать при помощи ФСПР на базе сферически изогнутого кристалла слюды с размерами $52 \times 16 \text{ мм}$ изогнутого по сфере радиуса $R = 150 \text{ мм}$, настроенного по схеме 1D и расположенного на расстоянии 1 м. Из рисунка видно, что во всем диапазоне длин волн, доступном для

наблюдения при помощи ФСПР на базе α -кварца/слюды, существуют спектральные области шириной $1 \leq \Delta\lambda \leq 1.75 \text{ \AA}$, в которые попадает как минимум три потенциальные реперные линии, которых достаточно для восстановления дисперсионной кривой спектрометра. Однако подбор мишени с химическим составом, обеспечивающим наличие в спектре наиболее удобных реперных линий, вносит определенные ограничения, рассмотренные ниже на примере Cl.

Рисунок 1 позволяет определить химический состав мишени, которая может использоваться для измерений длин волн He-подобных ионов с зарядами ядер от 13 до 25. Однако синтез таких соединений представляет собой весьма непростую задачу, а подбор природных соединений

Таблица 2. Природные минералы, которые можно использовать в качестве материала лазерной мишени для проведения измерений длин волн спектральной линии He_{α} и ее диэлектронных сателлитов, обусловленных переходом в Li-подобных ионах с $13 \leq Z \leq 25$, обусловленных переходами электронов на K-оболочку. В крайней правой колонке приведен диапазон температур, при которых линии, испускаемые ионами исследуемых и реперных элементов, обладают сравнимыми значениями интенсивности. В качестве критерия было выбрано попадание значения отношения концентраций в плазме He-подобных ионов исследуемого элемента и He- и H-подобных ионов реперных элементов интервал значений от 0.2 до 5 при условии, что электронная плотность составляет $N_e \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$

Z	Элемент, линии которого измеряются	Минерал, используемый в качестве материала мишени, и его химическая формула	Реперные линии, в скобках указан номер порядка отражения, в котором наблюдается линия	Основные параметры схемы измерения: кристалл (hkl), расстояние X (mm), $\theta_{Br.c}$	Диапазон электронных температур плазмы для проведения измерений, эВ
13	Al	Амблигонит $LiAlPO_4F$	P Ly_{β} (3), Al Ly_{α} (2), P Ly_{α} (3), F Ly_{α} (1), O Ly_{β}	Слюда, 500, 38.2°	475–610
14	Si	Ортоклаз $KAlSi_3O_8$	Al Ly_{α} (1), Al Ly_{β} (1), Si Ly_{α} (1)	α -кварц (100), 500, 38.2°	440–1030
15	S	Алуниит $KAl_3(SO_4)_2(OH)_6$	Al Ly_{α} (2), Al He_{α} (2), Al He_{inter} (2), O Ly_{β} (1)	Слюда, 500, 38.2°	200–460
16	P	Бразилианит $NaAl_3(PO_4)_2(OH)_4$	Al He_{α} (2), Al He_{inter} (2), P Ly_{α} (3), O Ly_{β}	Слюда, 350, 33.5°	500–600
17	Cl	Кененит $Na_4Mg_9Al_4Cl_{12}(OH)_{22}$	Mg Ly_{β} (2), Al Ly_{α} (2), Al He_{α} (2), Al He_{inter} (2), O Ly_{β}	Слюда, 693, 40.3°	300–400
19	K	Ортоклаз $KAlSi_3O_8$	Al Ly_{β} (1), Si Ly_{α} (1), Si He_{α} (1), Si He_{inter} (1), Al Ly_{α} (1)	α -кварц (100), 500, 38.2°	350–1000
20	Ca	Анортит $Ca(Al_2Si_2O_8)$	Al Ly_{β} (1), Si Ly_{α} (1), Si He_{α} (1), Si He_{inter} (1), Al Ly_{α} (1)	α -кварц (100), 500, 38.2°	350–1000
21	Sc	Тортвейтит $(Sc,Y)_2Si_2O_7$	Si Ly_{α} (1), Si He_{α} (1), Si He_{inter} (1)	α -кварц (100), 700, 40.3°	350–900
22	Ti	Ломоносовит Na_5- $Ti_2(Si_2O_7)(PO_4)O_2$	Si Ly_{β} (1), P Ly_{α} (1), P He_{α} (1)	α -кварц (101), 350, 34.7°	450–950
23	V	Патронит VS_4	S Ly_{α} (1), S He_{α} (1), S He_{inter} (1)	α -кварц (101), 500, 38.2°	800–2300
24	Cr	Бенторит $Ca_6Cr_2(SO_4)_3(OH)_{12} \cdot 26H_2O$	S He_{α} (3), S He_{inter} (3), Ca He_{α} (5), S He_{inter} (5)	слюда (101), 400, 36.2°	900–1800
25	Mn	Скаккит $MnCl_2$	Cl Ly_{α} (1), Cl He_{α} (1), Cl He_{inter} (1)	α -кварц (110), 350, 30.1°	850–2500

требует тщательного анализа существующих минералов, поскольку искомый минерал должен не только включать в себя требуемые химические элементы, но и обладать нужными технологическими характеристиками, позволяющими изготовление лазерной мишени. Такой анализ был проведен в настоящей работе, и его результаты приведены в табл. 2, где даны основные параметры экспериментальных схем для проведения в рамках описанной выше методики прецизионных измерений длин волн линий He_{α} и их диэлек-

тронных сателлитов для элементов с $13 \leq Z \leq 25$ (без Ar $Z = 18$).

2.4. Параметры лазерного импульса

Помимо выбора рентгеновского спектрометра для успешного проведения измерений надо использовать лазерные импульсы с правильно выбранными параметрами, при которых измеряемые реперные линии обладают сопоставимыми интенсивностями. За счет использования легких

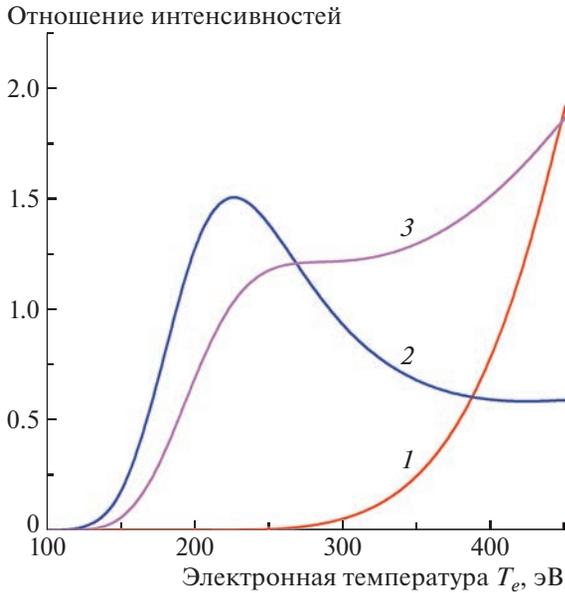


Рис. 2. Зависимости отношений интенсивностей линии Cl He_α и реперных от электронной температуры плазмы, образующейся при облучении Кененита. Расчет выполнен в стационарном приближении для фиксированной электронной плотности $N_e = 10^{21} \text{ см}^{-3}$. 1 – $\text{Cl He}_\alpha/\text{O Ly}_\beta$; 2 – $\text{Cl He}_\alpha/\text{Al Ly}_\alpha$; 3 – $\text{Cl He}_\alpha/\text{Mg Ly}_\beta$.

элементов в качестве источника реперных линий пропадает необходимость в обеспечении высоких (выше критической) значений электронной плотности. Это позволяет использовать для облучения мишени импульсы субнаносекундной длительности. Расчеты нестационарной кинетики плазмы, выполненные при помощи радиационно-столкновительного кода РАКИР, показывают, что выход интенсивности измеряемых и реперных линий на стационарные значения происходит как раз за времена от 100 до 500 пс. Например, для плазмы кененита ≈ 100 пс, для ортоклаза за ≈ 200 пс, для анортита ≈ 400 пс. Данные значения были получены для электронной температуры, обеспечивающей близкие значения интенсивности всех интересующих линий. Для плазмы кененита было выбрано значение $T_e = 400$ эВ, при котором отношения интенсивностей линий $\text{Cl He}_\alpha/\text{O Ly}_\beta$, $\text{Cl He}_\alpha/\text{Al Ly}_\alpha$, $\text{Cl He}_\alpha/\text{Mg Ly}_\beta$ в стационарном случае составляют ≈ 0.8 , ≈ 0.6 и ≈ 1.5 соответственно (см. рис. 2). В целом для измерения положения линий He-подобного Cl, испускаемой плазмой кененита, вполне подходящим для прецизионных измерений является диапазон плазменных температур 300–400 эВ.

Аналогичные расчеты, выполненные для всех материалов мишеней, представленных в табл. 2, показали, что, во-первых, во всех случаях имеются

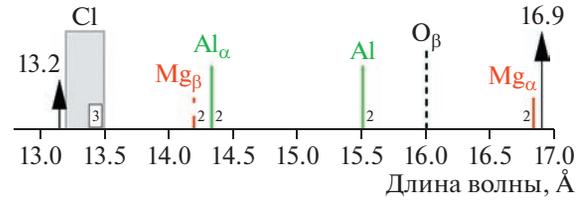


Рис. 3. Спектральные линии, попадающие в диапазон (обозначен вертикальными стрелками) наблюдения ФСПР на базе сферически изогнутого кристалла слюды ($R = 150$ мм, 52×16 мм) на расстоянии ≈ 693 мм от мишени из Кененита при $\theta_{\text{в.с.}} = 40.3^\circ$. Серой областью показан спектральный диапазон, в котором находятся линия He_α He-подобного Cl и ее диэлектронные сателлиты, обусловленные переходами в Li-подобных ионах. Значение подписей на рисунках идентично рис. 1.

достаточно широкие интервалы значений температур плазмы, в которых интересующие спектральные линии обладают сопоставимыми интенсивностями, во-вторых, для всех рассматриваемых случаев не требуется достижения температур, превышающих 1 кэВ (см. последний столбец в табл. 2). Поэтому в эксперименте необходимо обеспечить плотность потока энергии лазерного излучения на мишени на уровне $10^{15} - 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, что может быть достигнуто на современных установках субкилоджоульной энергетики, таких, например, как PALS [25] или установка “ЭЛЬФ” [26], работы по созданию которой проводятся в настоящий момент в НИЯУ МИФИ. Ее проект предполагает наличие двух лазерных каналов, пикосекундного и наносекундного, с возможностью их одновременного использования. Ввод установки в эксплуатацию предполагает несколько этапов. По окончании первого из них установка будет способна генерировать импульсы с длительностью 1–1.5 нс с полной энергии до 1 кДж и интенсивностью на мишени до 10^{15} Вт/см^2 . Таких значений вполне достаточно для проведения экспериментов для всех материалов, указанных в табл. 2. Их результаты, помимо получения прецизионных данных о длинах волн, важны также с чисто прикладной точки зрения для тестирования вновь создаваемой установки путем сравнения теоретических и наблюдаемых спектров. Отсутствие в последних линий, ожидаемых для данной энергии лазерного импульса, будет свидетельствовать о несовпадении реальных параметров лазерного излучения с заявленными. После полного ввода в эксплуатацию система будет генерировать наносекундные импульсы с энергией до 6 кДж. Их использование позволит реализовать измерения, аналогичные описанным в данной статье, но для более тяжелых элементов вплоть до $Z \sim 40$.

2.5. Пример выбора схемы измерений для линий He- и Li-подобных ионов хлора

Предположим, например, что нас интересуют резонансные линии He-подобного иона хлора, включая их диэлектронные сателлиты, лежащие в спектральном диапазоне от 4.4 до 4.5 Å. В соответствии с табл. 2 в этом случае можно использовать минерал кененит $\text{Na}_4\text{Mg}_9\text{Al}_4\text{Cl}_{12}(\text{OH})_{22}$. В процессе его облучения при помощи спектрометра с кристаллом слюды ($R = 150$ мм, $SW = 15.2$ Å, $\theta_{\text{в.с}} = 40.25^\circ$), расположенного на расстоянии 693.48 мм, можно регистрировать излучение в диапазоне от 13.2 до 16.9 Å, в который одновременно попадают линии Cl He_α с сателлитами в третьем порядке, а также линии H-подобных ионов Mg Ly_α , Mg Ly_β , Al Ly_α во втором порядке и O Ly_β в первом (рис. 3). Следует отметить, что в наблюдаемый диапазон попадает также линия Al He_α (и близко расположенная к ней интеркомбинационная, переход $1s2p^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2^1S_0$ в He-подобном ионе). Она также может быть использована в качестве реперной, если ее длина волны была предварительно измерена. Это можно сделать, например, при помощи облучения минерала Амблигонита $(\text{Li,Na})\text{Al}(\text{PO}_4)(\text{F,OH})$, на основе спектральных реперов, испускаемых H-подобным P, в рамках схемы, параметры которой также приведены в табл. 2.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе в результате совокупного анализа результатов атомно-кинетических расчетов, проведенных при помощи программного кода “РАКИР”, баз данных атомных констант, а также рабочих характеристик ФСПР определены конкретные значения экспериментальных параметров для прецизионного измерения длин волн ряда He- и Li-подобных ионов. Показано, что в рамках сравнительно простой экспериментальной схемы можно с высокой точностью восстанавливать дисперсионную функцию кристаллического спектрометра на базе сферических изогнутых кристаллов слюды и α-кварца. Итоговое значение точности измерения длин волн спектральных линий будет определяться размером пикселя p регистрирующего оборудования. В ФСПР в качестве детекторов рентгеновского излучения следует использовать рентгеновские пленки (с размерами зерна 1–3 мкм), которые способны обеспечивать точность определения положения линии на уровне 0.05–0.15 мÅ, в зависимости от схемы измерений. Схему можно использовать и для получения прецизионных данных для более тяжелых элементов. Следует отметить, что такая точность почти на порядок лучше, чем достигнутая в ранее выполненных работах по спектроскопии лазерной

плазмы. Существенно, что с такой же точностью можно будет одновременно впервые измерить длины волн Li-подобных диэлектронных сателлитов, представляющих особый интерес с точки зрения развития методов диагностики плазмы.

Следует отметить, что в качестве материала мишени вместо минералов природного происхождения могут быть использованы сравнительно простые в синтезировании химические соединения. Так, например, для проведения измерений длин волн линий V, Cr и Mn в рамках, приведенных в табл. 2, дисперсионных схем в качестве мишеней могут быть использованы сульфат ванадила (VO_2SO_4), кристаллогидраты хлорида марганца (II) $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ и сульфата хрома-аммония $\text{NH}_4\text{Cr}(\text{SO}_4)_2$ соответственно.

Полученные в настоящей работе результаты будут использоваться при планировании фундаментальных рентгеноспектральных исследований на установке “ЭЛЬФ”.

Исследование выполнено в рамках Программы 10 Экспериментальная Лабораторная Астрофизика и Геофизика НЦФМ. Работа Рязанцева С.Н. проводилась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-32-60050.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, Я. С. Лавриненко, В. С. Беляев, В. Ю. Ключников, А. П. Матафонов, А. С. Русецкий, С. Н. Рязанцев, А. В. Бахмутова, Теплофизика Высоких Температур **54**, 453 (2016).
2. В. В. Кузенов, С. В. Рыжков, Теплофизика Высоких Температур **59**, 492 (2021).
3. А. У. Фаенов, С. А. Пикюз, А. И. Эрко, В. А. Брунеткин, В. М. Дьякин, Г. В. Иваненков, А. Р. Мингалеев, Т. А. Пикюз, В. М. Романова, Т. А. Шелковенко, Phys. Scr. **50**, 333 (1994).
4. С. Н. Рязанцев, И. Ю. Скобелев, М. Д. Мищенко, С. А. Пикуз, Теплофизика Высоких Температур **58** (2020).
5. А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский Техника и Практика Спектроскопии (Физика и техника спектрального анализа. Библиотека инженера) (Наука, М., 1976).
6. E. D. Filippov, S. S. Makarov, K. F. Burdonov, W. Yao, G. Revet, J. Béard, S. Bolaños, S. N. Chen, A. Guediche, J. Hare, D. Romanovsky, I. Yu. Skobelev, M. Starodubtsev, A. Ciardi, S. A. Píkuž, J. Fuchs, Sci. Rep. **11**, 8180 (2021).
7. E. D. Filippov, I. Yu. Skobelev, G. Revet, S. N. Chen, B. Khair, A. Ciardi, D. Khaghani, D. P. Higginson, S. A. Píkuž, J. Fuchs, Matter and Radiation at Extremes **4**, 064402 (2019).

8. *I. Y. Skobelev, S. N. Ryazantsev, D. D. Arich, P. S. Bratchenko, A. Y. Faenov, T. A. Pikuz, P. Durey, L. Doehl, D. Farley, C. D. Baird, K. L. Lancaster, C. D. Murphy, N. Booth, C. Spindloe, P. McKenna, S. B. Hansen, J. Colgan, R. Kodama, N. Woolsey, S. A. Pikuz*, *Photonics Res.* **6**, 234 (2018).
9. *S. G. Bochkarev, A. Faenov, T. Pikuz, A. V. Brantov, V. F. Kovalev, I. Skobelev, S. Pikuz, R. Kodama, K. I. Popov, V. Yu. Bychenkov*, *Sci. Rep.* **8**, 9404 (2018).
10. *C. P. Bhalla, A. H. Gabriel, L. P. Presnyakov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **172**, 359 (1975).
11. *А. В. Виноградов, И. Ю. Скобелев*, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 97 (1978).
12. *A. V. Vinogradov, I. Yu. Skobelev, E. A. Yukov*, *Zh. Eksp. Teor. Fiz* **72**, 162 (1977).
13. *А. В. Виноградов, И. Ю. Скобелев, Е. А. Юков*, *Квантовая Электроника* **2**, 1165 (1975).
14. *А. В. Виноградов, И. Ю. Скобелев, Е. А. Юков*, *Физика Плазмы* **3**, 686 (1977).
15. *E. Oks, E. Dalimier, A. Y. Faenov, P. Angelo, S. A. Pikuz, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, S. N. Ryazanzen, P. Durey, L. Doehl, D. Farley, C. Baird, K. L. Lancaster, C. D. Murphy, N. Booth, C. Spindloe, P. McKenna, N. Neumann, M. Roth, R. Kodama, N. Woolsey*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **50**, 245006 (2017).
16. *V. P. Gavrilenko, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, K. Y. Kim, H. M. Milchberg*, *Phys. Rev. A (Coll Park)* **73**, 013203 (2006).
17. *V. S. Belyaev, V. I. Vinogradov, A. S. Kurilov, A. P. Matafonov, V. S. Lisitsa, V. P. Gavrilenko, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. I. Magunov, S. A. Pikuz*, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **78**, 703 (2003).
18. *V. A. Boiko, A. V. Vinogradov, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov*, *Journal of Soviet Laser Research* **6**, 85 (1985).
19. *В. А. Бойко, В. Г. Пальчиков, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов*, *Спектроскопические Константы Атомов и Ионов (Спектры Атомов с Одним и Двумя Электронами)* (Издательство стандартов, М., 1988).
20. *И. Ю. Скобелев, П. А. Лобода, С. В. Гагарин, С. В. Ивлиев, А. И. З Козлов, С. В. Морозов, С.А Пикуз мл., Т. А. Пикуз, В. В. Попова, А. Я. Фаенов*, *Оптика и Спектроскопия* **120**, 531 (2016).
21. *M. F. Gu*, *Can J Phys* **86**, 675 (2008).
22. *T. A. Pikuz, A. Y. Faenov, A. I. Magunov, I. Y. Skobelev, F. Blasco, C. Stenz, F. Salin, P. Monot, T. Auguste, S. Dobosz, P. d'Oliveira, S. Hulin, M. Bougeard*, *IEEE International Conference on Plasma Science* (edited by G.A. Kyrala, J.-C. J. Gauthier, pp. 14–25, 2001).
23. *M. S. del Rio, L. Alianelli, A. Y. Faenov, T. Pikuz*, *Phys. Scr.* **69**, 297 (2004).
24. *G. Hölzer, O. Wehrhan, J. Heinisch, E. Förster, T. A. Pikuz, A. Y. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, T. A. Shelkovenko*, *Phys. Scr.* **57**, 301 (1998).
25. *K. Jungwirth, A. Cejnarova, L. Juha, B. Kralikova, J. Krasa, E. Krousky, P. Krupickova, L. Laska, K. Masek, T. Mocek, M. Pfeifer, A. Präg, O. Renner, K. Rohlena, B. Rus, J. Skala, P. Straka, J. Ullschmied*, *Phys. Plasmas* **8**, 2495 (2001).
26. *А. П. Кузнецов, В. Н. Деркач, К. Л. Губский, И. Н. Воронич, С. А. Бельков, С. Г. Гаранин*, *Сборник Научных Трудов IV Международной Конференции Лазерные, плазменные исследования и технологии – ЛАПЛАЗ-2018* (Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ” Москва, pp. 439–449, 2018).