

Учет аппаратной функции кристаллических спектрометров, работающих во многих порядках отражения, при диагностике лазерной плазмы по непрерывному спектру

М.А.Алхимова, И.Ю.Скобелев, А.Я.Фаенов, Д.А.Арич, Т.А.Пикуз, С.А.Пикуз

На примере рентгеновского спектрометра со сферически изогнутым кристаллом слюды рассмотрено, к каким диагностическим погрешностям может приводить приписывание наблюдаемого спектра тормозного излучения единственному порядку отражения. В качестве иллюстрации использован рентгеновский эмиссионный спектр плазмы, создаваемой на поверхности стальной фольги лазерными импульсами фемтосекундной длительности и релятивистской интенсивности. Показано, что в случае высокотемпературной плазмы получение адекватных результатов требует последовательного учета всех порядков отражения или дифракции диспергирующего устройства.

Ключевые слова: высокотемпературная плазма, рентгеноспектральная диагностика, кристаллический спектрометр, аппаратная функция.

1. Введение

Высокотемпературная плазма с электронной температурой $T_e \sim 100$ эВ является ярким источником рентгеновского излучения. Поскольку характеристики этого излучения зависят от параметров плазмы, то вполне естественно использовать измерение спектра излучения для диагностики плазменных параметров. Это направление исследований, называемое рентгеноспектральной диагностикой плазмы, возникло еще в прошлом столетии. Сначала его актуальность была обусловлена главным образом потребностями астрофизики. Несколько позже рентгеноспектральная диагностика плазмы продемонстрировала свои возможности в исследованиях по программе управляемого термоядерного синтеза, причем как с магнитным удержанием, так и инерциального, и стала неотъемлемой частью таких исследований (см., напр., [1–10]).

Рентгеновское излучение плазмы можно разделить на линейчатое, обусловленное радиационными переходами bound–bound между связанными состояниями плазменных ионов, и непрерывное, обусловленное либо переходами free–free между состояниями свободных электронов плазмы (тормозное излучение), либо захватом free–bound свободного электрона в связанное состояние (фоторекомбинационное излучение). Несомненно, наиболее богатым источником информации о плазме и протекающих

в ней процессах является линейчатое рентгеновское излучение (см., напр., [3]). Однако в некоторых случаях большую пользу может принести использование непрерывных эмиссионных спектров. Связано это, по крайней мере, с двумя причинами. Во-первых, в случае высокотемпературной плазмы легких химических элементов линейчатого рентгеновского спектра может просто не быть, и непрерывный спектр будет единственным источником информации. Во-вторых, извлечение информации из линейчатых спектров, как правило, требует проведения достаточно сложных кинетических расчетов, которые не для всех ионов могут быть достаточно точными. В отличие от этого, непрерывный спектр весьма точно можно описать простыми универсальными формулами, и применение метода диагностики, основанного на измерении спектральных характеристик, не вызывает, казалось бы, никаких сложностей.

Однако некоторые сложности на самом деле возникают и в этом случае. Дело в том, что используемые в спектрометрах в качестве диспергирующих элементов кристаллы (как, впрочем, и дифракционные решетки) часто могут хорошо отражать излучение в различных порядках. Например, часто используемые в настоящее время кристаллы слюды хорошо отражают в 1-м, 2-м, 3-м, 5-м, 8-м и 10-м порядках. В результате в эксперименте регистрируется сумма эмиссионных спектров, каждый из которых соответствует определенному порядку отражения и, следовательно, своему спектральному диапазону. В случае регистрации линейчатого излучения такое наложение порядков обычно неважно, поскольку почти всегда можно легко определить, какому порядку соответствует та или иная спектральная линия. Сложности с привязкой к определенному порядку отражения могут возникнуть, например, при исследовании бетатронного излучения плазмы [11]. Если же регистрируется непрерывный спектр, то он, как правило, будет представлять собой сумму спектров разных порядков, и выделить какой-либо единственный, строго говоря, невозможно.

Между тем, используя хорошо известный метод определения температуры плазмы по форме тормозного или

М.А.Алхимова, И.Ю.Скобелев, Д.А.Арич, С.А.Пикуз. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: spikuz@gmail.com

А.Я.Фаенов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Open and Transdisciplinary Research Initiative, Osaka University, Osaka 565-0871, Japan
Т.А.Пикуз. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; Graduated School of Engineering, Osaka University, Osaka 565-0871, Japan

Поступила в редакцию 12 марта 2018 г., после доработки – 20 апреля 2018 г.

фоторекомбинационного спектра излучения, наблюдаемый спектр относят, как правило, к одному порядку отражения, пренебрегая необходимостью учета суммирования порядков. Такой подход можно оправдать при использовании фоторекомбинационного континуума, если диапазон регистрации захватывает область вблизи потенциала ионизации соответствующего иона, положение которого на спектре позволяет однозначно определить порядок отражения диспергирующего элемента, вносящий основной вклад в наблюдаемый спектр.

В настоящей работе рассмотрим, к каким диагностическим погрешностям может приводить приписывание наблюдаемого спектра тормозного излучения единственному порядку отражения на примере рентгеновского спектрометра со сферически изогнутым кристаллом слюды [12–14]. В качестве иллюстрации используются полученные ранее [15] рентгеновские эмиссионные спектры плазмы, создаваемой на поверхности стальной фольги лазерными импульсами фемтосекундной длительности и релятивистской интенсивности.

2. Связь регистрируемого и эмиссионного спектров

Пусть источник излучает спектр $E(\lambda)$, а на детекторе мы регистрируем спектр $F(\lambda)$. Если для наблюдаемого на детекторе спектра $F(\lambda)$ использовать шкалу длин волн, соответствующую m -му порядку отражения, а $S(\lambda)$ – аппаратная функция спектрометра, то можем записать

$$F_m(\lambda_m) = \sum S\left(\frac{m\lambda_m}{n}\right)E\left(\frac{m\lambda_m}{n}\right), \quad (1)$$

где сумма в правой части берется по всем значимым порядкам отражения n .

Рассмотрим непрерывный спектр излучения плазмы. Поскольку функциональные зависимости спектров фоторекомбинационного ($E^{rc}(\lambda)$) и тормозного ($E^{bs}(\lambda)$) излучений от длины волны одинаковы во всей области спектра, кроме области вблизи порога ионизации, то, если в регистрируемый участок спектра не попадают фотоны с такими околороговыми энергиями, можно считать, что интенсивность непрерывного спектра определяется выражением

$$E(\lambda) = E^{bs}(\lambda) + E^{rc}(\lambda) = A_0\lambda^{-2}\exp\left(-\frac{2\pi c\hbar}{\lambda k T_e}\right), \quad (2)$$

где константа A_0 характеризует общую интенсивность непрерывного спектра. Подстановка (2) в формулу (1) позволяет рассчитать непрерывный спектр, регистрируемый от плазмы с температурой T_e , и подобрать значения температуры и нормировочной константы A_0 , наилучшим образом описывающие наблюдаемый спектр.

Поскольку наблюдаемый спектр получается из эмиссионного умножением на аппаратную функцию и суммированием порядков отражения, то эти спектры, вообще говоря, будут иметь разную форму. Учет аппаратной функции является стандартной общеизвестной процедурой, когда наблюдаемый спектр обусловлен лишь одним порядком отражения. Действительно, в этом случае можно либо разделить наблюдаемый спектр на аппаратную функцию известного порядка, восстановив тем самым эмиссионный спектр, и затем сравнить его с модель-

ным, либо сравнить с наблюдаемым модельный спектр, умножив его на аппаратную функцию. Если у диспергирующего элемента работают несколько порядков отражения (или дифракции), то первый способ не может быть применен. В этом случае модельный спектр надо умножить на аппаратную функцию прибора для соответствующего порядка отражения, суммировать результаты для всех порядков, и полученный спектр сравнивать с наблюдаемым.

Аппаратная функция спектрометра $S(\lambda)$ в общем случае может быть разделена на сомножители, описывающие эффективность диспергирующего элемента (коэффициент отражения) $R(\lambda)$, пропускание используемых фильтров $T(\lambda)$ и эффективность детектора $D(\lambda)$:

$$S(\lambda) = R(\lambda)T(\lambda)D(\lambda). \quad (3)$$

Поскольку дальнейшее рассмотрение требует конкретизации аппаратной функции спектрометра, то, не теряя общности, проведем его на примере спектрометра со сферически изогнутым кристаллом слюды, использованного нами в работе [15] для исследования эмиссионных спектров лазерной плазмы тонких стальных фольг. Рентгено-спектральный комплекс, примененный в этом эксперименте, показан на рис.1. Он содержит фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (ФСПр), оборудованный сферически изогнутым кристаллом слюды (радиус кривизны 150 мм, межплоскостное расстояние $2d = 19.94 \text{ \AA}$), детектор рентгеновского излучения – ПЗС-камеру Andor DX-434 (характерный размер пикселя 13.5 мкм), а также набор фильтров, используемых для защиты детектора от засветки оптическим излучением и диспергирующего элемента от напыления.

Для снижения вклада в спектр шумового сигнала, порождаемого высокоэнергетичными электронами, эмитируемыми плазмой, перед рентгеноспектральным комплексом устанавливались постоянные магниты (NeFeB) с $B \approx 0.5 \text{ Тл}$, формирующие диагностическое окно диаметром 15 мм. Проникающее в диагностическое окно рентгеновское излучение ослаблялось лавсановым фильтром (далее, фильтр f1), установленным перед кристаллом для защиты отражающей поверхности от напыления. Толщина этого фильтра подбиралась в зависимости от условий эксперимента: наиболее часто использовался тонкий

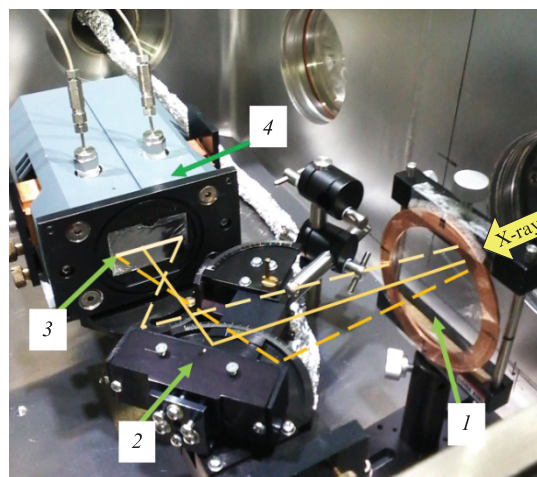


Рис.1. Рентгеноспектральный комплекс, использованный в работе [15]: 1 – фильтр из лавсана; 2 – сферически изогнутый кристалл; 3 – фильтры на матрице ПЗС-детектора; 4 – ПЗС-детектор Andor.

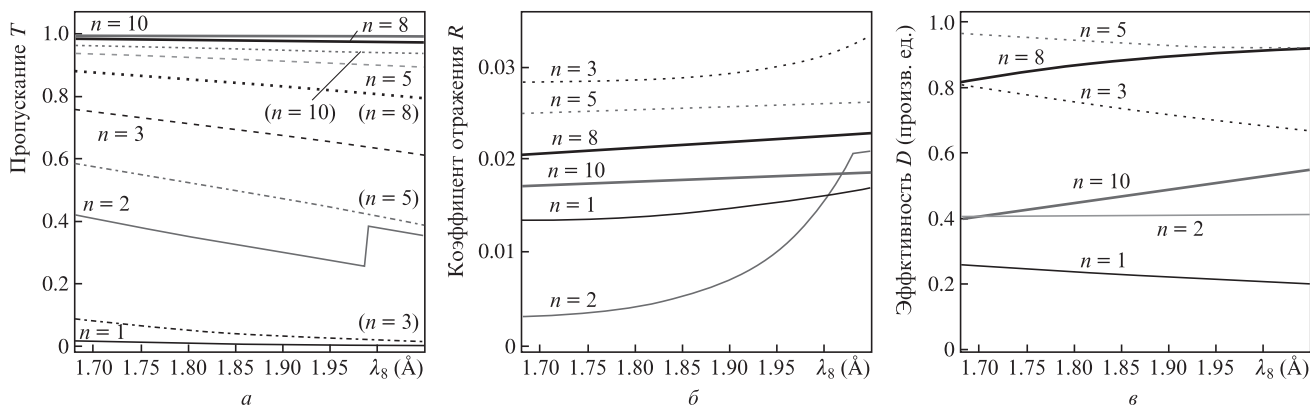


Рис.2. Зависимости от длины волны λ_8 пропускания фильтров T (а), коэффициента отражения слюды R (б) и эффективности детектора D (в) для разных порядков отражения. На рис.2,а приведены данные, полученные при толщине фильтра $f1$ 10 (сплошные и штрихпунктирные линии) и 100 мкм (пунктирные и штрихпунктирные линии).

($h = 10$ мкм) либо толстый ($h = 100$ мкм) лавсановый фильтр. Матрица рентгеновской ПЗС-камеры была защищена от влияния видимого света двумя слоями полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм, покрытой алюминием толщиной 0.2 мкм (фильтр $f2$). Отметим, что, как показано в работе [16], если на этот фильтр попадает мощное лазерное излучение, то пропускание алюминиевого слоя существенно изменяется, что, безусловно, необходимо учитывать.

Диспергирующий элемент спектрометра был ориентирован так, чтобы в 8-м порядке отражения наблюдать спектр в диапазоне длин волн 1.6–2.1 Å, содержащем спектральные линии ионов железа, обусловленные переходами в К-оболочку (от Lu_α -линии Н-подобного иона Fe XXVI до K_α -линии нейтрального железа). В этот же диапазон попадают некоторые линии ионов хрома. Поскольку кристаллы слюды достаточно эффективно отражают в указанных выше порядках [11], то в наблюдаемый спектр попадало излучение из всех спектральных областей, приведенных в табл.1. Вклад в суммарный наблюдаемый спектр от каждого порядка отражения определяется его весом множителем $S(\lambda)$, представляющим собой аппаратную функцию в данном порядке отражения и рассчитываемым по формуле (3). Отметим, что в качестве «реперного» порядка отражения m , используемого для построения шкалы длин волн, удобно использовать порядок, в котором наблюдаются линейчатые спектры. Поэтому ниже будем считать $m = 8$.

Зависимости от длины волны λ_m сомножителей, определяющих аппаратную функцию используемого нами рентгеноспектрального комплекса в различных порядках отражения, приведены на рис.2. Кривые пропускания различных фильтров рассчитывались с помощью программы открытого доступа [17].

Отметим, что на сегодняшний день отражательные свойства слюды экспериментально изучены недостаточно подробно, поскольку проводить калибровку каждого кристалла, ввиду его сложной мозаичной структуры и

возникающей при изгибе деформации решетки, необходимо индивидуально. В работах [18–21] представлены результаты измерений кривой отражения для сферически изогнутых кристаллов слюды, однако этих результатов недостаточно для рассмотрения эффективности отражения кристалла при большем числе порядков. Поэтому отражательная способность кристалла слюды в каждом из рассматриваемых порядков была получена с использованием данных [22] в рамках общей теории дифракции для плоского кристалла слюды.

Эффективность ПЗС-детектора $D(\lambda)$ зависит от квантовой эффективности его матрицы $Q(\lambda_m)$ [23], указанной, как правило, в паспорте устройства, и энергии падающего фотона $D(\lambda) \sim \hbar\omega_m Q(\lambda_m) \sim Q(\lambda_m)/\lambda_m$. Хотя квантовая эффективность для фотонов с меньшей длиной волны не слишком велика ($\sim 10\%–15\%$), эти фотоны наиболее эффективно образуют дырочно-электронные пары. В результате эффективность регистрации излучения, соответствующего 3-му, 5-му и 8-му порядкам отражения, оказывается значительно выше, чем для 1-го, 2-го и 10-го порядков (см. рис.2,в).

Поскольку в проведенных экспериментах использовался фильтр $f1$, представляющий собой лавсановую пленку толщиной либо 10, либо 100 мкм, то на рис.3 приведены итоговые аппаратные функции для этих двух случаев.

Как видно из рисунка, эффективность регистрации спектральных диапазонов, соответствующих 1-му и 2-му

Табл. 1. Регистрируемые спектральные диапазоны.

Порядок отражения	Диапазон длин волн (Å)	Порядок отражения	Диапазон длин волн (Å)
1	13.2–16.4	5	2.64–3.28
2	6.6–8.2	8	1.65–2.05
3	4.4–5.46	10	1.35–1.64

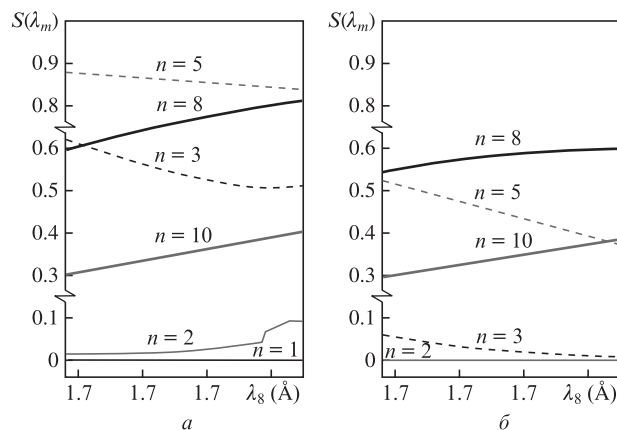


Рис.3. Зависимости от длины волны λ_8 аппаратной функции $S(\lambda)$ рентгеноспектрального комплекса при использовании в качестве фильтра $f1$ лавсана толщиной 10 (а) и 100 мкм (б).

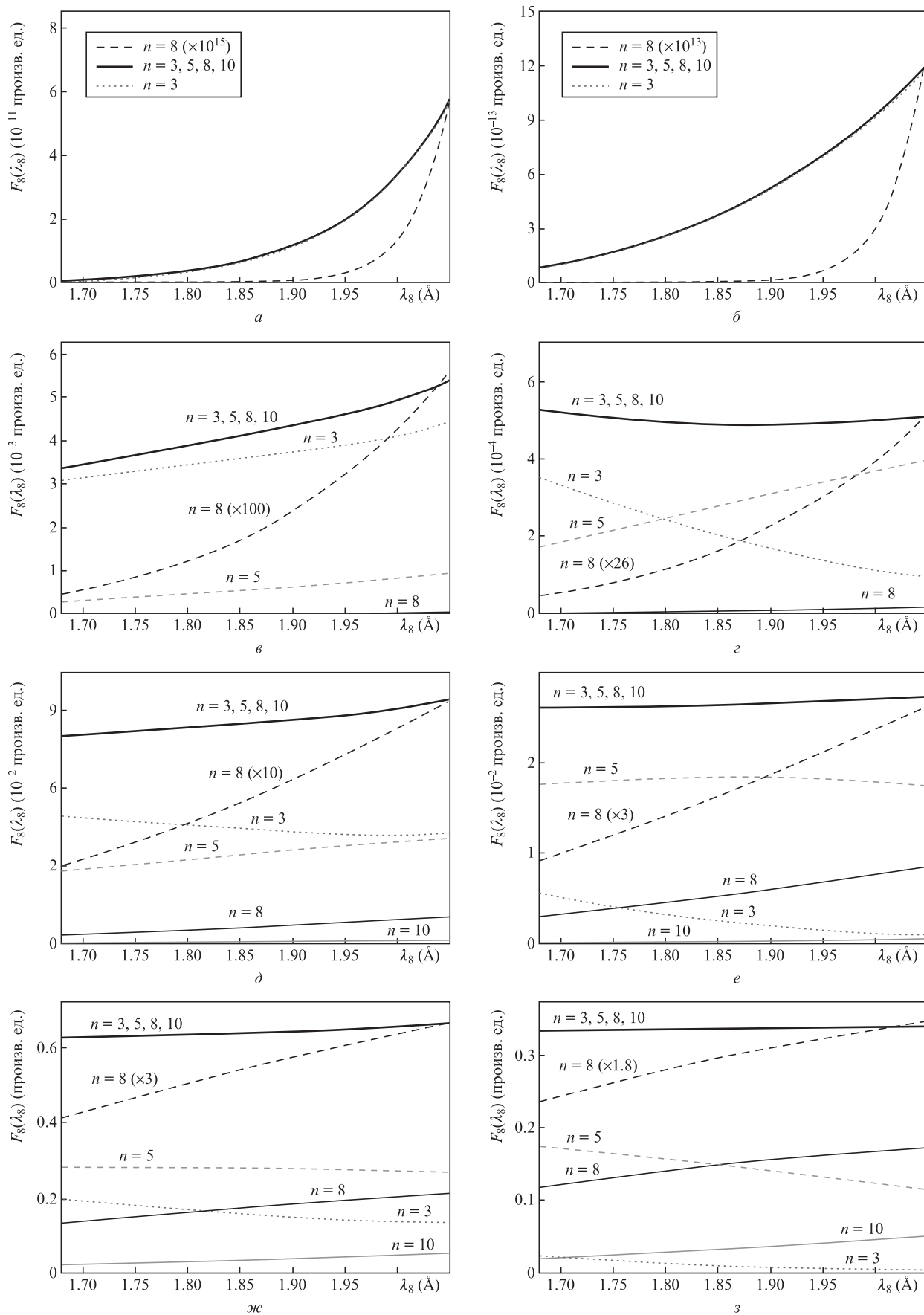


Рис.4. Наблюдаемые спектры $F_8(\lambda_8)$, вычисленные для тормозных спектров $E(\lambda)$ с температурами 100 (а, б), 500 (в, г), 1000 (д, е) и 2000 эВ (ж, з) с учетом суммирования по порядкам отражения для фильтра толщиной 10 (слева) и 100 мкм (справа). Штриховыми кривыми показан вклад 8-го порядка отражения, нормированный на суммарный спектр в точке с длиной волны 2.08 Å (в скобках указан масштабирующий множитель для данного графика).

порядкам отражения, очень низкая, в то время как значения аппаратной функции в 3-м–10-м порядках вполне сопоставимы. Зная аппаратную функцию, можно легко определить вклад различных порядков отражения в регистрируемом спектре. Например, на рис.4 для тормозных эмиссионных спектров $E(\lambda)$, описываемых формулой (2) при температурах 100, 500, 1000 и 2000 эВ, показаны соответствующие им наблюдаемые спектры $F_8(\lambda_8)$, вычисленные с учетом суммирования по порядкам отражения и без такого учета. Здесь же показаны вклады порядков отражения для рассматриваемого рентгеноспектрального комплекса при разных толщинах фильтра.

Из кривых, приведенных на рис.4, можно сделать несколько выводов. Прежде всего, хорошо видно, что только при низких температурах плазмы наблюдаемый непрерывный спектр обусловлен одним порядком отражения. При повышении температуры до ~ 500 эВ вкладами более высоких порядков уже нельзя пренебрегать, особенно при использовании дополнительных фильтров. Следует подчеркнуть, что если приписать наблюдаемый спектр единственному порядку отражения, то можно сделать совершенно неправильные выводы о температуре плазмы. Как показано на рис.4 штриховыми кривыми, отнесение спектра, например, к 8-му порядку, дает абсолютно неправильное описание наблюдаемого спектра.

Другим важным выводом является то, что учет нескольких порядков отражения уменьшает чувствительность формы наблюдаемого спектра к температуре (спектр становится более плоским), что, естественно, ограничивает диагностические возможности метода, особенно в области высоких температур. Очевидным способом расширения диагностического интервала в сторону высоких температур является использование дополнительных фильтров, резко уменьшающих эффективность регистрации для низких порядков.

3. Сопоставление с экспериментом

Эксперименты по исследованию эмиссии рентгеновского излучения из стальных фольг проводились в работе [15] на лазерном комплексе J-KAREN-P (Кансайский институт фотонных исследований, Япония). Лазерный импульс длительностью $\tau \approx 40$ фс (FWHM) с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм фокусировался на поверхности тонкой стальной фольги под углом 45° к поверхности мишени в фокальное пятно диаметром $d \approx 2$ мкм. Энергия лазерного импульса на мишени $E_{\text{л}}$ составляла ~ 10 Дж, а максимальная интенсивность $I_{\text{л}}$ достигала $\sim 3.2 \times 10^{21}$ Вт/см². В качестве мишени использовалась лента из нержавеющей стали (AISI 304: 72% Fe, 18% Cr, 10% Ni), толщиной $h = 5$ мкм. Рентгеновский спектрометр ФСПР (с разрешающей способностью $\lambda/\Delta\lambda \sim 3000$) был установлен для наблюдения спектров с передней поверхности фольги под углом около 8° к нормали к поверхности мишени.

На рис.5 показан спектр, зарегистрированный при использовании тонкого лавсанового фильтра. При учете всех порядков отражения непрерывная часть спектра очень хорошо описывается температурой 200 эВ. Расчеты показали, что в этом случае основной вклад в наблюдаемый непрерывный спектр дает 3-й порядок отражения, хотя линейчатая компонента соответствует 8-му порядку. Если приписать этот спектр другому порядку отражения, то он практически столь же хорошо будет описан модельными

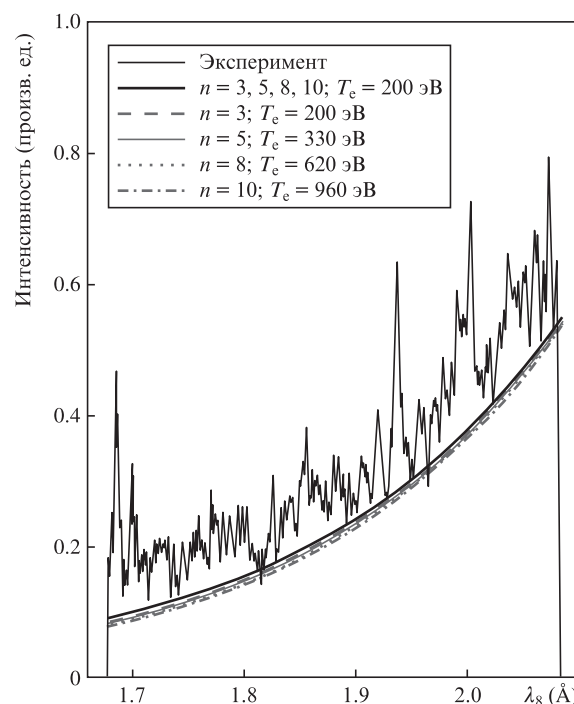


Рис.5. Спектр излучения стальной плазмы, зарегистрированный в [15] при использовании лавсанового фильтра толщиной 10 мкм. Показаны аппроксимации спектра при учете единственного порядка отражения, приведены соответствующие значения температуры плазмы.

кривыми, но при совершенно неправильных значениях температуры, составляющих 330 эВ (для 5-го порядка), 620 эВ (для 8-го порядка) и 960 эВ (для 10-го порядка).

4. Заключение

В настоящей работе рассмотрено, как учет различных порядков отражения диспергирующего устройства влияет на диагностику плазмы по форме спектра непрерывного излучения. Показано, что учет нескольких порядков отражения, вообще говоря, уменьшает чувствительность формы наблюдаемого спектра к температуре, тем самым ограничивая диагностические возможности метода. Наиболее сильно этот эффект проявляется при высоких температурах плазмы. Эффективным способом расширения диагностического интервала в сторону высоких температур является использование дополнительных фильтров, резко уменьшающих эффективность регистрации для низких порядков.

Также показано, что при нагреве тонкой стальной фольги лазерными импульсами фемтосекундной длительности и релятивистской интенсивности спектр, регистрируемый спектрометром с кристаллом слюды, соответствует температуре электронов 200 эВ, а учет при интерпретации спектра лишь одного порядка отражения позволяет получить практически любое значение температуры в интервале 200–960 эВ. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в случае высокотемпературной плазмы диагностика по форме непрерывного спектра требует последовательного учета всех порядков отражения или дифракции диспергирующего устройства.

Работа выполнена в ОИВТ РАН при финансовой поддержке РНФ (грант № 17-72-20272).

1. Лохте-Хольтгревен В. *Методы исследования плазмы* (М.: Мир, 1971).
2. Лукьянов С.Ю. *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М.: Наука, 1975).
3. Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаёнов А.Я. *Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника*, **27**, 171 (1980).
4. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. *Диагностика плотной плазмы* (М.: Наука, 1989).
5. Gavrilenko V.P., Faenov A.Ya., Magunov A.I., et al. *Phys. Rev. A*, **73**, 013203 (2006).
6. Фаенов А.Я., Скобелев И.Ю., Пикуз Т.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **94**, 187 (2011).
7. Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Пикуз Т.А., Фортов В.Е. *УФН*, **182**, **49** (2012).
8. Albertazzi V., Ciardi A., Nakatsutsumi M., et al. *Science*, **346**, 325 (2014).
9. Фаёнов А.Я., Окс Е., Далимиер Э. и др. *Квантовая электроника*, **46**, 338 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 338 (2016)].
10. Revet G., Chen S.N., Bonito R., et al. *Sci. Adv.*, **3**, e1700982 (2017).
11. Андреев А.А., Платонов К.Ю. *Квантовая электроника*, **46**, 109 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 109 (2016)].
12. Faenov A.Y., Pikuz S.A., Erco A.I., et al. *Phys. Scr.*, **50**, 333 (1994).
13. Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Брюнеткин Б.А. и др. *ЖЭТФ*, **108**, 1263 (1995) [*JETP*, **81**, 692 (1995)].
14. Lavrinenko Ya.S., Morozov I.V., Pikuz S.A., Skobelev I.Yu. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **653**, 12027 (2015).
15. Faenov A.Ya., Alkhimova M.A., Pikuz T.A., et al. *Appl. Phys. B*, **123**, 197 (2017).
16. Быковский Н.Е., Першин С.М., Самохин А.А., Сенатский Ю.В. *Квантовая электроника*, **46**, 128 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 128 (2016)].
17. http://henke.lbl.gov/optical_constants/
18. Pikuz T.A., Faenov A.Ya., Pikuz S.A., et al. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **5**, 323 (1995).
19. Monot P., Auguste T., Dobosz S., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, **484**, 299 (2002).
20. Sanchez del Rio M., Alianelli L., Pikuz T.A., et al. *Rev. Sci. Instr.*, **72**, 3291 (2001).
21. Alkhimova M.A., Pikuz S.A., Faenov A.Ya., et al. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **774**, 012115 (2016).
22. Henke B.L., Jaanimagi P.A. *Rev. Sci. Instr.*, **56**, 1537 (1985).
23. <http://www.andor.com>