

Метод формирования квазимонохроматических расходящихся потоков рентгеновского излучения из лазерной плазмы

А.П.Шевелько

Рассмотрены условия и границы применимости нового метода формирования квазимонохроматических, с большим пространственным углом расходимости потоков линейчатого рентгеновского излучения из лазерной плазмы. Метод основан на специальной комбинации элементов лазерной мишени и поглощающих К-фильтров, когда в лазерной плазме возбуждаются спектры [H]- и [He]-подобных ионов, а поглощающие К-фильтры выделяют из линейчатого спектра только резонансные линии этих ионов. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что в сформированных потоках степень монохроматизации $\lambda/\Delta\lambda$ излучения может достигать ~ 100 при контрасте излучения 5–10 и угловой расходимости $\sim \pi$ ср.

Ключевые слова: многозарядные ионы, рентгеновская спектроскопия, рефлектометрия и радиометрия, диагностика высокотемпературной плазмы.

В научных исследованиях и в различных практических приложениях, например в рентгеновской рефлектометрии, микроскопии, проекционной рентгенолитографии и др. (см., напр., [1]), необходимо проводить монохроматизацию рентгеновского излучения различных источников в большом телесном угле. В дальнейшем рассмотрении мы будем характеризовать такое излучение с помощью параметра $\eta = (\lambda/\Delta\lambda)\Omega$, равного произведению спектральной селективности (монохроматизации) $\lambda/\Delta\lambda$ на телесный угол Ω (угол расходимости излучения), измеряемый в стерadiansах. Высокая степень монохроматизации, $\lambda/\Delta\lambda \sim \tan\theta/\delta\theta \sim 10^3 - 10^5$ (θ – угол Брэгга), может быть достигнута с помощью кристаллических монохроматоров (см., напр., [2, 3]). Однако телесный угол излучения, который определяется шириной отражения кристалла $\delta\theta$, оказывается малым: $\Omega \sim \delta\theta$ ($\delta\theta$ – угол в плоскости дисперсии кристалла, в перпендикулярной плоскости угол ~ 1 рад определяется угловой шириной кристалла). В этом случае $\eta \sim \tan\theta \sim 1$. Простейший метод монохроматизации основан на применении поглощающих фильтров (см., напр., [2]). Фильтр пропускает излучение с длинами волн $\lambda > \lambda_0$ за соответствующим К-, L- или M- краем (λ_0) поглощения, а коротковолновое излучение с $\lambda < \lambda_0$ почти полностью им поглощается. Для непрерывного (белого) излучения степень монохроматизации невелика, $\lambda/\Delta\lambda \sim 10$, но излучение может быть сформировано в большом ($\Omega \sim \pi$) телесном угле, и при этом параметр $\eta \sim 10\pi \sim 30$. Целью настоящей работы является достижение более высокой (10–100) степени монохроматизации в расходящихся потоках ($\Omega \sim \pi$) за счет использования линейчатого рентгеновского излучения плазмы. Параметр η при этом может достигать ~ 300 .

А.П.Шевелько. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, ГПС-1, Ленинский просп., 53; e-mail: apshev51@gmail.com

Поступила в редакцию 23 июня 2016 г., после доработки – 20 августа 2016 г.

Для формирования квазимонохроматических, с большим пространственным углом расходимости потоков рентгеновского излучения из лазерной плазмы использован метод, основанный на специальной комбинации элементов лазерной мишени и поглощающих К-фильтров. Лазерные мишени со средними атомными номерами $Z_a \approx 10 - 20$ выбираются такими, чтобы в лазерной плазме возбуждались водородо- ([H]-) и/или гелиеподобные ([He]-) ионы (спектральный диапазон $\lambda = 0.2 - 1$ нм). Подобранные поглощающие К-фильтры пропускают излучение в узком спектральном диапазоне, в котором находятся только резонансные линии [H]- и [He]-подобных ионов (рис.1,а). Другие спектральные линии этих ионов лежат за К-краем и полностью поглощаются фильтром (рис.1,б).

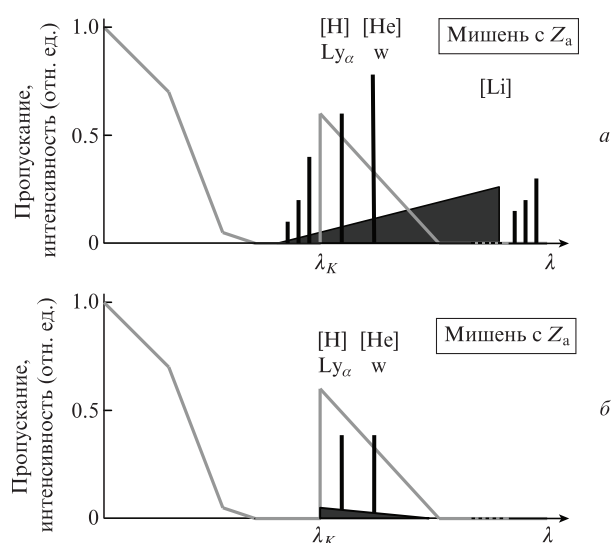


Рис.1. Схема метода монохроматизации и селекции линейчатого и непрерывного спектров мишени – линейчатый (штриховки) и непрерывный (черный треугольник) спектры иона с Z_a (а) и то же в случае прохождения спектра через К-фильтр (б); серая кривая – пропускание К-фильтра; λ_K – длина волны К-края поглощения фильтра.

Резонансные линии ионов более низкой кратности ионизации ([Li]- и др.) занимают длинноволновый диапазон и также полностью поглощаются фильтром. Этот метод монохроматизации впервые был использован для калибровки фокусирующего кристаллического спектрометра [4] в спектральном диапазоне $\lambda \approx 0.8-0.9$ нм для пары Mg/Al (лазерная мишень/К-фильтр).

Важным условием применимости этого метода является малый вклад интенсивности непрерывного излучения, который может приводить к уменьшению степени монохроматизации. Этот вклад будем характеризовать контрастом излучения γ – отношением интенсивностей линейчатого и непрерывного излучений, прошедших через фильтр: чем выше контраст, тем меньше вклад непрерывного спектра. Для экспериментальной оценки контраста излучения разработан новый метод, в котором также используется специальная комбинация поглощающих К-фильтров и двух элементов лазерной мишени с соседними атомными номерами: Z_a и $Z_a + 1$ (см. рис.1, 2). Для мишени с атомным номером Z_a метод работает так, как описано выше (см. рис.1). Для мишени с $Z_a + 1$ К-фильтр полностью поглощает все линейчатое излучение и пропускает только непрерывное излучение (рис.2). Из-за близости атомных номеров мишеней интенсивность непрерывного излучения для них практически одна и та же. Таким образом, измерение отношения интенсивностей мишеней с Z_a и $Z_a + 1$ дает информацию о величине контраста излучения γ (рис.1,б и 2,б).

Для измерения контраста излучения описанным выше методом проведены эксперименты с лазерной плазмой.

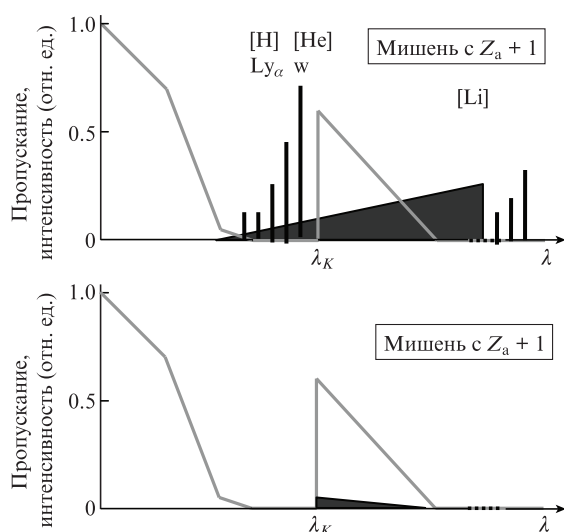


Рис.2. Схема селекции только непрерывного спектра мишени с $Z_a + 1$ – линейчатый (столбики) и непрерывный (черный треугольник) спектры иона (а) и то же в случае прохождения спектра через К-фильтр (б); серая кривая – пропускание К-фильтра.

Плазма создавалась при фокусировке излучения лазера на неодимовом стекле «Феникс» (0.53 мкм, 5 Дж, 2 нс) на твердотельные мишени. Для регистрации рентгеновских спектров [H]- и [He]-подобных ионов и измерения степени монохроматизации использовался фокусирующий кристаллический спектрометр Гамоша с ПЗС-линейкой (Toshiba TCD 1304 AP) [5] или с фотопленкой (Kodak RAR 2492) [6] в качестве детектора излучения. Температура электронов плазмы измерялась по отношению интенсивностей резонансных линий [He]-подобных ионов и диэлектронных сателлитов $j + k$ или j (обозначения сателлитов и данные об их интенсивности приведены в [7]), контраст излучения измерялся рpn-диодом (Siemens BРХ-66) [4]. В табл.1 приведены используемые в эксперименте мишени с соседними атомными номерами Z_a и $Z_a + 1$, возбуждаемые ионы, спектральные интервалы $\Delta\lambda$, толщины поглощающих К-фильтров и длины волн К-края поглощения λ_K , а также результаты экспериментальных измерений степени монохроматизации $\lambda/\Delta\lambda$, величины контраста γ и температуры электронов T_e .

Теоретические расчеты интенсивностей прошедшего через поглощающий фильтр излучения линейчатого спектра (резонансные линии [H]- и [He]-подобных ионов) и непрерывного (рекомбинационного) спектра выполнены в нашей работе [8]. Для рекомбинационного спектра рассматривался процесс $[\text{He}] + e = [\text{Li}] + \hbar\omega$. Интенсивности резонансных линий вычислялись с помощью аппроксимационных формул [9, 10], интенсивности рекомбинационного излучения – приближения Крамерса [9, 10], а для вычисления пропускания К-фильтров использовались данные работы [11]. Опуская многочисленные формулы, приведем лишь зависимость контраста излучения γ от Z – спектроскопического символа [He]-подобного иона, и от электронной температуры T_e :

$$\gamma \sim \frac{kT_e}{Z^2(Z-1)^4} \exp\left(-\frac{I}{kT_e}\right), \quad (1)$$

где I – потенциал ионизации [Li]-подобного иона.

Из этой зависимости следует, что γ растет с увеличением T_e и сильно падает с ростом Z . Эти зависимости качественно подтверждаются экспериментальными данными, приведенными в табл.1. С увеличением толщины К-фильтра контраст растет.

Количественные вычисления выполнены для Ti-мишени и поглощающих К-фильтров различной толщины (16 и 32 мкм). В этом случае суммарная интенсивность резонансной, интеркомбинационной и сателлитных линий линейчатого спектра вычислялась с использованием данных работы [7]. Результаты вычислений контраста излучения для лазерной Ti-плазмы в зависимости от электронной температуры представлены на рис.3. При $T_e = 750$ эВ наблюдается удовлетворительное согласие с экспе-

Табл.1.

Z_a	$Z_a + 1$	Ионы	$\Delta\lambda$ (нм)	Толщина К-фильтра (мкм)	λ_K (нм)	$\lambda/\Delta\lambda$	γ	T_e (эВ)
Al		[H], [He]	0.72–0.78			12.5	20	260 ± 25
	Si	[H], [He]	0.62–0.67	9.5 (Si)	0.6745	–	–	–
Ti		[He], [Li]	0.261–0.264			100	6	730 ± 80
	V	[He], [Li]	0.238–0.242	15.9 (Ti)	0.2497	–	–	–

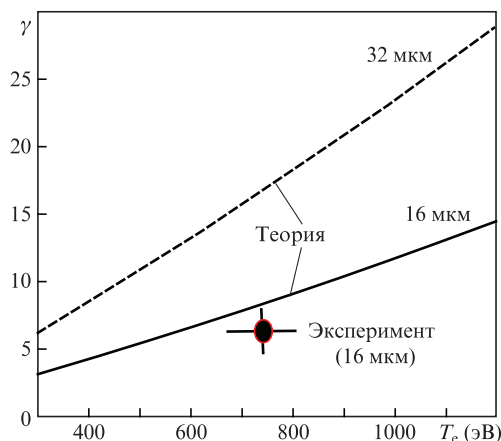


Рис.3. Зависимости контраста излучения γ от температуры электронов T_e для лазерной Ti-плазмы при толщине титановых K-фильтров 16 и 32 мкм.

риментом. Из рис.3 также видно, что контраст излучения достаточно велик для тех электронных температур, которые требуются для возбуждения [He]-подобных ионов. Проведенные вычисления подтверждают высокую эффективность предложенного метода монохроматизации. Кроме того, измерение контраста излучения для двух соседних элементов может стать простым методом оценки температуры электронов, без применения рентгеновского спектрометра с высоким разрешением. Из-за сильной зависимости γ от Z ошибка измерений с помощью этого метода оценивается в 20%–30%.

Степень монохроматизации $\lambda/\Delta\lambda$ зависит от ионизационного состава лазерной плазмы. Если в плазме возбуждаются как [H]-, так и [He]-подобные ионы, то $\lambda/\Delta\lambda$ определяется спектральным интервалом между резонансными линиями этих ионов и составляет ~ 10 . Если в плазме возбуждаются только [He]-подобные ионы и сопутствующие диэлектронные сателлиты, то $\lambda/\Delta\lambda$ определяется спектральным интервалом между резонансной линией и диэлектронным сателлитом j , достигая при этом максимальных значений ~ 100 . С дальнейшим ростом Z вблизи резонансной линии появляются пики, соответствующие сателлитным линиям с более низкими степенями ионизации ([Be], [B], ... - подобные ионы), и степень монохроматизации опять падает.

В результате максимальное измеренное значение параметра η составило ~ 300 . Это указывает на преимущество предложенного метода монохроматизации (заметьте, что в случае монохроматора на кристалле $\eta \sim 1$). Другим преимуществом метода является его простота: для перестройки рабочей длины волны достаточно сменить только лазерную мишень и K-фильтр. Такая смена может быть произведена без развакуумирования камеры. Наконец, применение абсолютно калиброванных детекторов, например pin-диодов [12, 13], для измерения интенсивности излучения в потоках делает метод незаменимым для проведения абсолютных калибровок на различных длинах волн и весьма перспективным для многочислен-

ных практических приложений. Так, фокусирующие кристаллические спектрометры имеют большую угловую апертуру. Например, входная апертура спектрометра, выполненного по схеме Гамоша, может достигать $\sim \pi$ ср [6]. Использование разработанного метода позволяет проводить абсолютную калибровку этих спектрометров на различных длинах волн на месте (in situ). Такая калибровка требуется и для рентгеновских детекторов большой площади, например для ПЗС-линеек и ПЗС-матриц. Метод может применяться и в рентгеновской томографии и микроскопии. Простая смена длины волны позволяет исследовать различные эффекты поглощения в различных спектральных интервалах. Размер источника (в нашем случае 50–100 мкм) может быть значительно уменьшен при переходе к меньшей длительности лазерного импульса. Применение метода для контактной рентгенолитографии (см., напр., [1]) позволяет провести оптимизацию спектрального диапазона. Метод имеет два аспекта – монохроматизация излучения и большой телесный угол. Первый аспект, монохроматизация, может быть использован для диагностики плазмы – измерения выхода излучения в различных спектральных интервалах. В этом случае метод может быть распространен на другие плазменные источники, например на плазму мощных Z-пинчей, основанных на многопроволочных сборках. Для сборок из алюминия можно использовать кремниевые K-фильтры (см. табл.1), для вольфрамовыхборок – L-фильтры из Zr, Nb, Mo. Такая методика позволит проводить количественные измерения выхода рентгеновского излучения и исследовать его пространственную структуру в линиях многозарядных ионов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-04411).

1. Attwood D. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation. Principles and Applications* (Berkeley: Cambridge Univ. Press, 2000).
2. Van Grieken R.E., Markowics A.A. (Eds) *Handbook of X-Ray Spectrometry, Methods and Techniques* (New York: Marcel Dekker, 1993).
3. Gilfrich J.V., Brown D.B., Burkhalter P.G. *Appl. Spectrosc.*, **29**, 322 (1975).
4. Bijkerk F., Louis E., van Dorssen G.E., Shevelko A.P., Vasiliev A.A. *Appl. Opt.*, **32**, 4247 (1993).
5. Shevelko A.P., Kasyanov Yu.S., Yakushev O.F., Knight L.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 3458 (2002).
6. Shevelko A.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3406**, 91 (1998).
7. Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И., Урнов А.М. *Труды ФИАН*, **119**, 13 (1980).
8. Shevelko A., Beigman I., Knight L.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4781**, 10 (2002).
9. Sobel'man I.I. *Atomic Spectra and Radiative Transitions* (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1992).
10. Собельман И.И., Вайнштейн Л.А., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
11. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *Atomic Data Nucl. Tables*, **54** (2), 1 (1993).
12. <http://www.ird-inc.com>.
13. Аруев П.Н., Забродский В.В., Колокольников Ю.М. и др. *Поверхность*, № 2, 19 (2010).