

07:12

©1994 г.

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АБСОЛЮТНЫХ ЕДИНИЦАХ В УЛЬТРАМЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

А.А.Ткаченко, Е.В.Гнатченко, Э.Т.Верговцева

Представлена методика определения интенсивности поляризационного тормозного излучения, а также полного тормозного излучения в абс. ед. в ультрамягкой рентгеновской (УМР) области спектра. Предложен способ калибровки спектральной аппаратуры на базе газоструйного источника УМР излучения. При рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Хе получен дифференциальный спектр в абс. ед. полного тормозного излучения, включающего электронную и поляризационную составляющие, в области энергий фотонов 80–220 эВ.

Согласно современным представлениям, тормозное излучение, возникающее при рассеянии заряженной частицы на структурной частице-мишени (атоме или ионе), формируется двумя механизмами [1]: 1) излучением фотонов налетающей заряженной частицей при ее торможении в статическом поле частицы-мишени ("прямое" хорошо известное тормозное излучение), 2) испусканием фотонов электронами частицы-мишени вследствие ее поляризации полем налетающей частицы. Излучение, сформированное вторым механизмом, получило название поляризационного тормозного излучения. В отличие от "прямого" традиционного тормозного излучения поляризационное характеризуется немонотонной частотной зависимостью, в основном повторяющей ход частотной зависимости поляризуемости частицы-мишени и дает наибольший вклад на участках спектра, в которых динамическая поляризуемость частицы-мишени велика. Установлено, что, например, для большинства атомов это излучение доминирует в труднодоступных областях спектроскопии — вакуумном ультрафиолете и ультрамягком рентгене, а именно на участках спектра, где находятся "гигантские" резонансы в спектрах фотопоглощения атомов [1].

Прямое наблюдение поляризационного тормозного излучения в газах было впервые осуществлено в целенаправленных экспериментах [2] при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на плотной атомной мишени, в качестве которой использовалась сверхзвуковая струя Хе [3]. Излучение проявилось в ультрамягкой рентгеновской области энергий фотонов 80–220 эВ в виде широкой эмиссионной полосы со структурой,

близкой к структуре "гигантского" резонанса в $4d$ -спектре фотопоглощения Хе. Последующие исследования дифференциальных спектров при рассеянии электронов разных энергий на атомах Хе показали, что положение максимума в спектре излучения зависит от энергии рассеиваемых электронов и угла между направлением движения электронов и направлением излучения рентгеновского фотона [4].

Одной из важных характеристик поляризационного тормозного излучения является интенсивность излучения в абсолютных единицах и ее зависимость от энергии электронов. Определение интенсивности поляризационного, а также полного тормозного излучений (включающего "прямое" и поляризационное тормозное излучения) при разных энергиях электронов в пучковых экспериментах позволяет, в частности, получить информацию об абсолютных значениях сечений поляризационного, а также полного тормозного излучения и провести сопоставление экспериментальных значений сечений с теоретическими, полученными в разных приближениях. Однако измерение интенсивности поляризационного и полного тормозного излучений в абс. ед. в ультрамягкой рентгеновской области спектра требует проведения калибровки спектральной аппаратуры в энергетических единицах, что представляет собой довольно сложную задачу из-за отсутствия в настоящее время доступных эталонных источников излучения на данную область спектра.

В настоящей работе приводится описание методики определения интенсивности этих излучений в абс. ед. в ультрамягкой рентгеновской области спектра. Методика включает определение спектральной зависимости абсолютной чувствительности рентгеновской спектральной аппаратуры на базе калиброванного источника излучения, которым служит сверхзвуковая струя аргона, возбужденная электронным пучком. Выбор струи аргона для создания калиброванного источника обусловлен рядом причин. Во-первых, ранее были проведены детальные исследования ультрамягких рентгеновских спектров излучения сверхзвуковой струи аргона [5], создавшие основу для разработки калиброванного источника в нужном диапазоне. Во-вторых, в более ранних работах, например в [6], для решения прикладных задач было получено спектральное распределение плотности потока энергии излучения сверхзвуковой струи аргона в вакуумно-ультрафиолетовой области спектра (50–170 нм), примыкающей к исследуемому диапазону частот. В связи с этим целесообразно продлить это распределение в более коротковолновую область спектра.

Экспериментальная установка, на которой проводились исследования, состоит из рентгеновской трубки со сверхзвуковой струей газа в качестве анода и спектрометра-монокроматора РСМ-500 [3]. Спектральное распределение плотности потока энергии поляризационного и полного тормозного излучений при рассеянии электронов на атомах определяется следующим образом:

$$\Phi_{\text{ПТИ(ТИ)}}(\lambda) = \frac{k(\lambda) \cdot N_{\Delta\lambda} h\nu}{\Delta\lambda \cdot S}, \quad (1)$$

где $k(\lambda)$ — спектральная зависимость абсолютной чувствительности рентгеновского спектрометра-монокроматора РСМ-500 (в фотон/имп); $N_{\Delta\lambda}$ — сигнал на выходе монокроматора, регистрируемый пропорциональным счетчиком в спектральном интервале $\Delta\lambda$ тормозного спектра

(в имп/с); $h\nu$ — средняя энергия фотона в спектральном интервале $\Delta\lambda$ (в эрг); S — площадь входной щели монохроматора (в см^2).

Из выражения (1) следует, что для получения $\Phi^{\text{ПТИ(ТИ)}}(\lambda)$ необходимо определить спектральную зависимость абсолютной чувствительности спектрометра-монохроматора РСМ-500 $k(\lambda)$, которая описывается выражением

$$k(\lambda) = \frac{\Phi(\lambda) \cdot S \cdot \Delta\lambda}{N_{\Delta\lambda}}, \quad (2)$$

где $\Phi(\lambda)$ — плотность потока излучения калиброванного источника с известным спектральным распределением интенсивности, падающего на входную щель монохроматора (в фотон/ $\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Å}$).

Как указывалось выше, в настоящей работе в качестве калиброванного источника излучения использовалась сверхзвуковая струя аргона, возбужденная электронным пучком. Спектральное распределение плотности потока излучения $\Phi(\lambda)$ сверхзвуковой струи аргона определялось по следующей методике. В реперном режиме истечения струи аргона, приведенном в [6], измерялся интегральный поток излучения в диапазоне длин волн 5–170 нм, включающем вакуумный ультрафиолет области ультрамягкого рентгеновского спектра. Измерения проводились фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79 с нанесенным на входное окно слоем салицилата натрия, отградуированным в абс. ед. Преимуществом салицилата натрия по сравнению с другими люминофорами является постоянство квантового выхода в широком диапазоне длин волн 10–340 нм [7], включающем интересующие области спектра. Интегральный поток излучения в области 5–170 нм определялся по формуле

$$\Phi = \frac{0.9 (I^{\text{п}} - \frac{I^{\text{кв}}}{T^{\text{кв}}} \cdot 100\%)}{S_U \cdot A}, \quad (3)$$

где $I^{\text{п}}$ и $I^{\text{кв}}$ — фототоки, измеренные от полного потока излучения струи аргона во всей области спектра и от потока излучения, прошедшего через кварцевый фильтр, соответственно (в А); $T^{\text{кв}}$ — коэффициент пропускания кварцевого фильтра в области $\lambda > 170$ нм (в %); A — площадь сечения диафрагмы перед входным окном ФЭУ-79 (в см^2); S_U — монохроматическая чувствительность системы ФЭУ+люминофор на длине волны $\lambda = 254$ нм при напряжении U на ФЭУ-79 (в А/фотон $\cdot \text{с}^{-1}$).

Из-за постоянства квантового выхода салицилата натрия в области 10–340 нм S_U пригодна для всего рабочего интервала длин волн 10–170 нм. Коэффициент 0.9 учитывает некоторое возрастание квантового выхода салицилата натрия на участке спектра от 10 до 5 нм [7]. Монохроматическая чувствительность S_U системы ФЭУ+люминофор определялась общепринятым способом на длине волны 254 нм с помощью образцового приемника, которым служил ФЭУ-142, отградуированный в абс. ед. [8]. Относительная погрешность измерения интегрального потока излучения Φ не превышала 45%.¹ Одновременно с измерением величины Φ регистрировались спектры излучения струи

¹ Величина погрешности измерения Φ определяется главным образом временной нестабильностью квантового выхода салицилата натрия.

аргона в области 5–55 нм спектрометром-монохроматором РСМ-500 и в интервале 50–170 нм вакуумным монохроматором СП-68. Истинное распределение интенсивности в отн. ед. на участке спектра 5–55 нм $I_1(\lambda)$ и на участке 50–170 нм $I_2(\lambda)$ определялось путем исправления полученных спектров на эффективность приборов по методикам, описанным в [4,6]. Распределение интенсивности $I(\lambda)$ во всем диапазоне длин волн 5–170 нм находилось следующим образом:

$$I(\lambda) = I_1(\lambda) \frac{S_2}{S_1} + I_2(\lambda), \quad (4)$$

где S_1 и S_2 — площади, занимаемые участком спектра 50–55 нм, зарегистрированным приборами РСМ-500 и СП-68 соответственно.

После нахождения Φ и $I(\lambda)$ определялось спектральное распределение плотности потока излучения $\Phi(\lambda)$ сверхзвуковой струи аргона в ВУФ и УМР диапазоне длин волн с помощью следующего выражения:

$$\Phi(\lambda) = \frac{\Phi \cdot I(\lambda)}{\int_5^{170} I(\lambda) d\lambda}, \quad (5)$$

где $\int_5^{170} I(\lambda) d\lambda$ — площадь, занимаемая спектром в области 5–170 нм.

На рис. 1 в качестве примера представлено спектральное распределение плотности потока излучения $\Phi(\lambda)$ сверхзвуковой струи аргона в спектральном диапазоне 5–16 нм, в котором обнаружено поляризационное тормозное излучение. Полученная по разработанной методике спектральная зависимость абсолютной чувствительности $k(\lambda)$ спектрометра-монохроматора РСМ-500 приведена на рис. 2. Погрешность в определении $k(\lambda)$ составляет 50%.

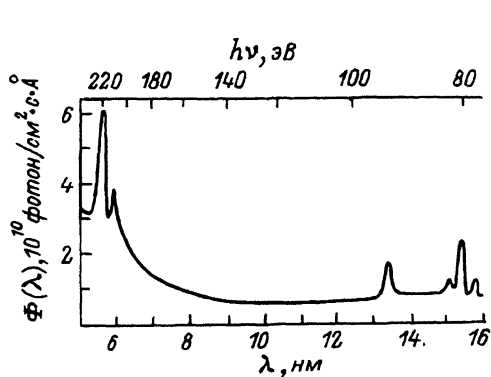


Рис. 1. Спектральное распределение плотности потока излучения сверхзвуковой струи аргона на расстоянии 15.1 см, полученное при реперном режиме работы: энергия электронного пучка 1.1 кэВ, плотность тока 0.2 А/см², расход газа 32 см³/с, параметры сопла приведены в [6].

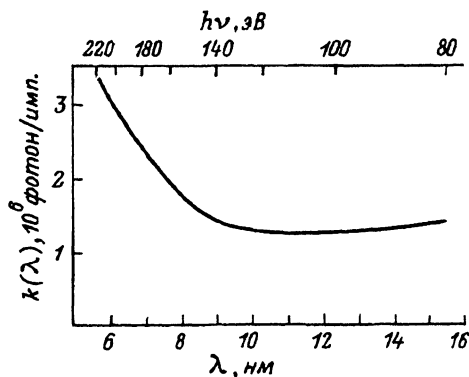


Рис. 2. Спектральная зависимость абсолютной чувствительности монохроматора РСМ-500 в интервале длин волн 5–16 нм.

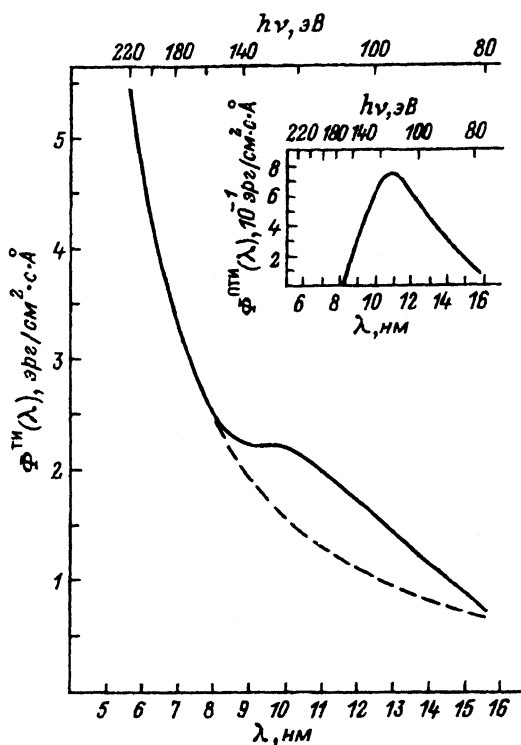


Рис. 3. Дифференциальный спектр полного ТИ, зарегистрированный при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Хе.

Штриховая линия — спектральный ход зависимости интенсивности излучения “прямого” ТИ. На вставке представлен дифференциальный спектр ПТИ.

Дифференциальный спектр в абс. ед. полного тормозного излучения, полученный по разработанной методике при рассеянии электронов с энергией 0.6 кэВ на атомах Хе, представлен на рис. 3. Угол между направлением движения электронов и направлением анализируемых рентгеновских фотонов в эксперименте составлял 97°. Спектр зарегистрирован на расстоянии 15.1 см от области пересечения электронного и сверхзвукового атомного пучков. Плотность тока электронного пучка составляет 0.2 А/см²; концентрация частиц в сверхзвуковом атомном пучке равна 1.3 · 10¹⁶ см⁻³. Из рис. 3 следует, что в области спектра $\lambda < 7.5$ нм, где вклад поляризационного излучения мал, интенсивность тормозного излучения изменяется обратно пропорционально квадрату длины волны, т.е. совпадает с ходом зависимости интенсивности тормозного излучения тонкого анода [9]. Однако в более длинноволновой области ($\lambda > 7.5$ нм) отмеченный ход зависимости нарушается из-за наложения на спектр “прямого” тормозного спектра поляризационного тормозного излучения, проявляющегося в виде широкой эмиссионной полосы с максимумом интенсивности в районе 10 нм. Совершенно очевидно, что дифференциальный спектр поляризационного излучения в абс. ед. в интервале длин волн 8.3–15 нм, где оно наиболее ярко проявляется, определяется как разность дифференциальных спектров полного тормозного излучения и “прямого” хорошо известного (рис. 3, вставку).

В заключение следует отметить, что представленная в настоящей работе методика калибровки рентгеновской спектральной аппаратуры в абс. ед. может быть использована для решения целого ряда других

научных и прикладных задач в спектроскопии вакуумного ультрафиолета ультрамягкого рентгена.

Список литературы

- [1] *Амусья М.Я., Буймистров В.М., Зон Б.А. и др.* Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов. М.: Наука, 1987. 335 с.
- [2] *Verkhovtseva E.T., Gnatchenko E.V., Pogrebnyak P.S.* // J. Phys. B. 1983. Vol. 16. P. L613-L616.
- [3] *Верховцева Э.Т., Погребняк П.С.* // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. ЛНПО "Буревестник". Л.: Машиностроение, 1980. Вып. 24. С. 154-159.
- [4] *Верховцева Э.Т., Гнатченко Е.В., Зон Б.А. и др.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 3. С. 797-807.
- [5] *Верховцева Э.Т.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. № 4. С. 675-681.
- [6] *Верховцева Э.Т., Кравченко А.В., Осыка В.С., Фогель Я.М.* // Космические исследования. 1970. Вып. 8. С. 140-145.
- [7] *Angel G.C., Samson J.A.R., Williams G.* // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 18. P. 3312-3314.
- [8] Свидетельство № П55 о государственной поверке средств измерения. М., 1991.
- [9] *Peterson T.J., Jr., Tomboalian D.H.* // Phys. Rev. 1962. Vol. 125. N 1. P. 235-241.

Физико-технический институт
низких температур им.Б.И.Веркина
Харьков

Поступило в Редакцию
19 августа 1993 г.