

Инновации в спектрометрии электронной эмиссии под воздействием рентгеновского излучения (XIEES)

© К.Ю. Погребицкий, М.Д. Шарков[¶]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 ноября 2009 г. Принята к печати 16 ноября 2009 г.)

В последние годы наблюдается серьезная необходимость контроля над локальной атомной и электронной структурой вещества независимо от его агрегатного состояния. Эффективные методы, направленные на изучение ближнего порядка, основаны на явлениях, сопровождаемых интерференцией вторичных электронов, возбужденных первичным рентгеновским излучением. Область этих методов называется XAFS (тонкая структура рентгеновского спектра поглощения). Эти методы реально основаны на применении синхротронного излучения и реализованы в двух режимах: анализ „на прострел“ и регистрация вторичных эффектов. Говорят лишь о двух подобных эффектах: рентгеновской флюоресценции и фотоэффекте. Доступ к синхротронным ускорителям для большинства пользователей проблематичен, что ведет к необходимости развития лабораторных устройств с возможностью непосредственного доступа. Поскольку мощность лабораторных устройств намного меньше, чем у синхротронов, необходимо применять детекторы вторичных электронов намного большей эффективности. Также привлекает внимание получение энергии с высоким пространственным разрешением. Канальные электронные умножители и многоканальные платы этого не обеспечивают. Поэтому был разработан улучшенный электронный детектор, анализирующий фотоэффект под ускоряющим полем.

Работа проводилась в рамках проекта МНТЦ N 3157.

1. Введение

На сегодня теория и применение XIEES представляют собой актуальную проблему. Эта проблема включает в себя два пункта: во-первых, проведение эксперимента, в том числе регистрация и сбор экспериментальных данных; во-вторых, обработка полученных спектров. Первая задача имеет корректное решение, в противном случае вторая задача оказалась бы неоднозначной.

В настоящее время задача обработки спектров подразделяется на три подзадачи:

- выделение осциллирующей части спектра EXAFS (дальней тонкой структуры рентгеновского спектра поглощения) посредством вычитания из спектра его плавной части,
- определение пороговой энергии,
- определение границ фурье-окна, что играет важнейшую роль при организации эксперимента.

Схема эксперимента по измерению эмиссии электронов такова [1]. Рентгеновские фотоны определенной энергии $h\nu$ бомбардируют поверхность исследуемого образца под углом ϕ (рис. 1). Используя набор монохроматоров, можно выбрать энергию рентгеновских фотонов в нужном диапазоне и с необходимой точностью.

При взаимодействии рентгеновского излучения с веществом происходят следующие процессы. Распространяясь в веществе образца, фотоны поглощаются атомами, ионизируя их глубокие электронные оболочки, что приводит к генерации фотоэлектрона. Существуют два пути заполнения образовавшейся вакансии: за счет радиационного перехода (флюоресценции), когда генерируется флюоресцентный фотон, и за счет оже-процесса

(безызлучательного перехода), ведущего к образованию оже-электрона. При этом вакансия перемещается на более высокий уровень и возможна дальнейшая релаксация атома, сопровождаемая генерацией оже-электронов и (или) фотонов. Таким образом, поглощение одного рентгеновского фотона приводит к появлению целой группы электронов с начальными энергиями, которые могут различаться на несколько порядков. Все эти электроны можно назвать первичными. Поглощение флюоресцентных фотонов веществом также приводит к аналогичной цепочке процессов ионизации и релаксации. Электроны, возникающие в таких процессах, могут быть названы

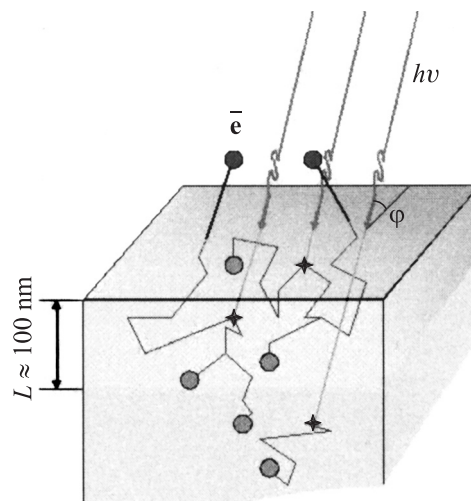


Рис. 1. Схема эксперимента, $h\nu$ — энергия потока налетающих на поверхность образца фотонов, ϕ — угол облучения, L — средняя глубина выхода эмиссии электронов из образца.

[¶] E-mail: mischar@mail.ioffe.ru

флюоресцентными. Взаимодействие с атомами вещества первичных и флюоресцентных электронов может приводить к появлению электронов, называемых вторичными. Таким образом, один акт поглощения рентгеновского фотона приводит к порождению набора электронов, часть из которых может выйти из образца и дать вклад в наблюдаемую электронную эмиссию. Весь процесс генерации электронов продолжается около 10^{-13} с. При регистрации полного выхода электронной эмиссии можно получить сигнал большей интенсивности, чем в случае измерения фотонной эмиссии. Следует, однако, помнить, что вклад в выход электронов дает лишь приповерхностный слой образца толщины L , в то время как сигнал рентгеновской фотоэмиссии измеряется в слое, толщина которого на 2 порядка выше.

2. Анализ фотоэлектронной эмиссии

Интенсивность электронной эмиссии может быть описана выражением

$$\kappa_{ij}^p(h\nu, \varphi) = \int_0^{\infty} I(h\nu, \varphi, z) \cdot \mu_i(h\nu, z) \cdot P_{ij}(h\nu) \cdot q(E_{ij}, z) dz, \quad (1)$$

где $\kappa_{ij}^p(h\nu, \varphi)$ — интенсивность электронной эмиссии; $I(h\nu, \varphi, z)$ — интенсивность рентгеновского излучения на глубине z ; $\mu_i(h\nu, z)$ — линейный коэффициент поглощения на глубине z ; $P_{ij}(h\nu)$ — вероятность генерации первичных электронов с энергиями E_{ij} с глубины z [2]. Индекс i обозначает химический тип атома, породившего электроны, индекс j — электронную оболочку атома типа i .

Вклад от вторичных и флюоресцентных электронов имеет такую же структуру:

$$\kappa_{ij}^s(h\nu, \varphi) = \int_0^{\infty} \iint I(h\nu, \varphi, z_0) \cdot \mu_i(h\nu, z_0) \times P_{ij}(h\nu) \cdot U_{ij}(r, r_0, E) \cdot q(E, z) dr dr_0 dE, \quad (2)$$

$$\kappa_{mi}^f(h\nu, \varphi) = \int_0^{\infty} I_f(h\nu, \varphi, h\nu_m, z) \cdot \mu_i(h\nu_m, z) \times P_{ij}(h\nu_m) \cdot q(E_{ij}, z) dz. \quad (3)$$

Здесь $U_{ij}(r, r_0, E)$ — плотность вторичных электронов с энергией E , произведенных первичным электроном типа ij , генерированным в точке r_0 ; $I_f(h\nu, \varphi, h\nu_m, z)$ — интенсивность флюоресцентного рентгеновского излучения. Полный выход электронов из мишени представляет собой сумму вкладов от первичных, вторичных и флюоресцентных электронов разных групп, т. е. является суммой всех трех вкладов по индексам i, j, m .

Функции, входящие в выражения (1)–(3), известны с разной степенью точности. Так, $\mu_i(h\nu, z)$, $P_{ij}(h\nu)$

полностью определяются химическим составом образца и атомными константами, интенсивность рентгеновского излучения $I(h\nu, \varphi, z)$ затухает экспоненциально с глубиной по закону $I(h\nu, \varphi, z) = I_0 \cdot \exp(-\int_0^z \mu(h\nu, \xi) d\xi / \sin(\varphi))$, где $\mu(h\nu, \xi) = \sum_i \mu_i(h\nu, \xi)$ — полный коэффициент поглощения.

В то же время для определения функций $q(E, z)$, $U(r, r_0, E)$, $I_f(h\nu, \varphi, h\nu_m, z)$ требуется информация о распределении электронов и флюоресцентных фотонов. Особую роль для расчета электронной эмиссии играет функция выхода $q(E, z)$. В литературе были предложены различные полуэмпирические выражения для ее аппроксимации [3,4] на основе моделей [4]. Однако, как показывает анализ, для корректного отыскания функции выхода необходимо рассмотрение кинетического уравнения для электронов, описывающего баланс частиц. В работе [1] было найдено решение этого уравнения, на основе которого определена функция выхода. Применение полученного выражения для $q(E, z)$ к модели полубесконечного однородного образца показало хорошее согласие с экспериментом.

3. Методика анализа экспериментальных данных EXAFS

Первичный фотоэлектрон, распространяясь вокруг атома-поглотителя, рассеивается на соседних атомах. Вторичные электронные волны интерферируют с первичной волной фотоэлектрона. Линейный коэффициент поглощения рентгеновских фотонов μ зависит от его начального состояния Ψ_i (связанного на глубокой оболочке) и конечного состояния Ψ_f , а именно $\mu \propto \langle \Psi_f | \hat{z} | \Psi_i \rangle^2$, где ez — электрический дипольный момент. Влияя на состояние фотоэлектрона Ψ_f , интерференция первичной волны со вторичными тем самым модифицирует коэффициент поглощения. Этим обусловлено наличие у коэффициента поглощения плавной и осциллирующей составляющих [5]:

$$\mu = \mu_0(h\nu)(1 + \chi(k)), \quad (4)$$

где $h\nu$ — энергия поглощенного фотона; $k = \sqrt{2m_e(h\nu - E_0)}/\hbar$ — волновое число сферической волны фотоэлектрона; E_0 — энергия края фотоионизации; μ_0 — величина, пропорциональная вероятности поглощения атомом фотона при фотоэффекте без учета влияния окружающих атомов. Функция χ связана с влиянием окружения атома-поглотителя на $\mu(h\nu)$ и равна

$$\chi(k) = \frac{m_e}{2\pi\hbar^2 k^2} \sum_j N_j \frac{t_j(2k)}{R_j^2} \exp\left(-2k^2\sigma_j^2 - \frac{2R_j}{\lambda}\right) \times \sin(2kR_j + \delta_j(k)), \quad (5)$$

где R_j — расстояние от атома-поглотителя до атомов j -й координационной сферы; N_j — количество атомов-рассеивателей фотоэлектрона в j -й координационной

сфере, t_j и δ_j — соответственно амплитуда и фаза рассеяния фотоэлектрона; σ_j — среднеквадратичное отклонение атомов за счет тепловых флуктуаций; λ — средняя длина пробега электронов в веществе. Таким образом, осциллирующая составляющая линейного коэффициента поглощения рентгеновских фотонов в веществе связана с локальной атомной структурой образца и может быть использована для его излучения.

Коэффициент поглощения рентгеновских фотонов называется XAFS-спектром [5]. Участок спектра XAFS в диапазоне энергий от края поглощения до величины на 50–100 эВ выше называют спектром XANES (прикраевая структура рентгеновского спектра поглощения), а фрагмент спектра XAFS, отвечающий энергиям фотоэлектронов выше 50–100 эВ, называется спектром EXAFS (дальняя XAFS). Существенно, что частота осцилляций EXAFS соответствует расстояниям между атомом-поглостителем и его ближайшими соседями. В силу этого обстоятельства Фурье-образ осцилляций EXAFS отображает плотность распределения межатомных расстояний в пределах нескольких координационных сфер вокруг атома-поглопителя.

Чтобы извлечь информацию из спектра EXAFS, требуется провести три операции:

- выделить осцилляции EXAFS, вычитая из спектра его плавный компонент [6],
- определить пороговую энергию,
- определить границы окна фурье-преобразования осцилляций.

Процедуры выделения осцилляций из спектра EXAFS широко исследованы в литературе [5,7], но при этом все они могут приводить к некорректным результатам [8]. Поэтому нами была разработана методика выделения осцилляций EXAFS, основанная на вариационном принципе [6,8]. Выделение осцилляций EXAFS при этом базируется на определении плавной составляющей спектра, для поиска которой строится функционал, зависящий от анализируемого спектра и его плавной составляющей и принимающий минимальное значение для искомой плавной составляющей [6]. Задача сводится к решению дифференциального уравнения Эйлера–Лагранжа 2-го порядка, дополненного парой граничных условий первого рода. В [6,8] демонстрируется, что этот метод выделения осцилляций EXAFS приводит к корректным результатам.

Анализ проблемы определения энергии края фотоионизации показал, что эта проблема по своей сути не является однозначной [8], что обусловлено фундаментальными проблемами [9]. Поэтому мы использовали и продолжаем использовать известные методы определения пороговой энергии [5,10].

Третья операция — определение границ окна фурье-преобразования осцилляций — имеет крайне важное значение уже в процессе измерения спектра EXAFS. При определении спектра EXAFS с недостаточной протяженностью и (или) точностью анализ спектров может привести к некорректным результатам [8], а измерение EXAFS

избыточной протяженности означает ненужную экспериментальную работу. Тем не менее вплоть до наших работ вопрос о зависимости результатов анализа EXAFS от диапазона фурье-преобразования просто не рассматривался. Наши исследования [8] показали, что для получения корректных результатов EXAFS-спектроскопии достаточно проводить фурье-преобразование в диапазоне протяженностью 600 эВ.

4. Экспериментальные исследования

Нами было разработано пять поколений рентгеновских спектрометров с общей функциональной схемой (рис. 2). Рентгеновский пучок от источника излучения проходит сквозь первый коллиматор, формирующий его основные геометрические характеристики (вертикальная и горизонтальная расходимости, положение в пространстве относительно условного горизонта). Существенную роль играет положение так называемого центрального луча. Обычно управление геометрическими характеристиками первичного пучка производится с помощью регулируемых щелей (регулируемые 2-d щели и коллиматоры Соллера [11]), управляемых либо вручную, либо контролируемым с центрального компьютера сервоприводом.

Затем сформированный первичный рентгеновский пучок попадает в узел рентгеновского монохроматора. Этот узел может быть либо вакуумированным, либо заполненным малопоглощающей средой (например, гелием), либо находится открытым на атмосферу в зависимости от решаемых задач монохроматизации. Основным в узле является диспергирующий элемент — монохроматор. Для рассматриваемого класса приборов в качестве диспергирующих элементов используются кристаллы, монохроматизация излучения на которых производится согласно закону Брегга [5]. Такой подход предполагает ограниченные диапазоны монохроматизации при применении единственного кристалла,

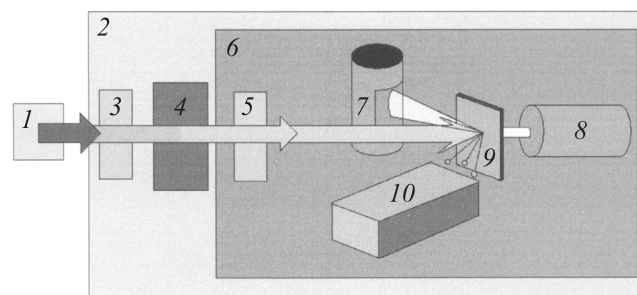


Рис. 2. Общая функциональная схема рентгеноэлектронного спектрометра. 1 — источник рентгеновского излучения, 2 — вакуумная камера спектрометра, 3 — входная щель, 4 — монохроматор, 5 — выходная щель, 6 — экран образца, 7 — детектор рентгеновского излучения, 8 — детектор интенсивности прошедшего пучка, 9 — образец, 10 — каналный электронный умножитель.

обладающего заданным межплоскостным расстоянием. Возможна система, при которой последовательно механически под первичный пучок экспонируются несколько кристаллов с различными межплоскостными расстояниями для расширения и оптимизации диапазона по монохроматическим фотонам. Это означает применение кассеты сменных кристаллов-монокроматоров различной механической конструкции; при этом следует подбирать набор кристаллов-монокроматоров таким образом, чтобы осуществить реализацию общего диапазона узла рентгеновского монокроматора путем перекрытия диапазонов работы каждого из них. Затем сквозь выходной коллиматор (в общем случае аналогичный первому) монохроматический пучок падает на гониометр образца. Гониометр должен обеспечивать ряд точных механических юстировочных и рабочих (осуществление различных видов сканирования, например, по углу облучения, азимутальному углу, углу наклона и т.п.) перемещений образца, закрепленного в держателе, а также сканирования детекторами электронной эмиссии и рентгеновского излучения.

В качестве детектора электронов мы использовали каналный электронный умножитель (КЭУ). Такой выбор был обусловлен двумя факторами:

— КЭУ позволяет регистрировать количество электронов, вышедших из образца;

— применение КЭУ эффективно с точки зрения простоты эксперимента.

Поэтому использование КЭУ в эксперименте достаточно привлекательно. Тем не менее применение таких детекторов обладает существенными недостатками, а именно невозможностью проводить энергетический анализ электронной эмиссии и полным отсутствием пространственного разрешения. Вследствие этого надо было разработать новые системы детектирования электронов.

Для этого надо было сделать новые шаги в области регистрации электронной эмиссии. Можно сделать вывод, что наибольшее значение при этом имеют альтернативные варианты регистрации эмиссии электронов. Больше всего наше внимание привлекает детектирование вторичной электронной эмиссии с помощью полупроводниковых детекторов, особенно основанных на кремниевых платах. Однако у детекторов этого типа есть природный недостаток — порог возможности регистрировать сигнал. Он обусловлен уровнем собственных шумов детектора, что не позволяет детектировать электроны с энергиями менее 4 кэВ. Но больше 80% электронной эмиссии составляют медленные электроны с энергиями 80 эВ и ниже. Поэтому абсолютно необходимо спроектировать и сконструировать детектор, способный регистрировать поток электронов, содержащий частицы как с низкими, так и с высокими энергиями. Такого детектора пока ни у кого нет.

Один из типов подобных детекторов был разработан и сконструирован в рамках проекта МНТЦ № 3157. Этот детектор обладает двумя преимуществами:

— позиционной чувствительностью к 16 отдельным полоскам на участке шириной 30 мм;

— энергетическим разрешением примерно 14%.

Такие характеристики позволяют в противоположность традиционному электронному детектору типа КЭУ получать принципиально новую информацию о структуре и свойствах образца.

Основные экспериментальные и расчетные результаты показаны на рис. 3 и 4.

На рис. 3, *a* приведен спектр XANES *K*-края Al, полученный на синхротронном кольце PAL, на рис. 3, *b* — тоже спектр XANES *K*-края Al, но полученный на установке MAXIM (Korean Institute of Standards and Science, Daejeon, South Korea). Здесь видно, что положения минимумов и максимумов спектра, связанные с электронной структурой атомов Al, совпадают с точностью до калибровки энергетической шкалы приборов. При этом положение *K*-края ионизации Al, полученное на приборе MAXIM, намного лучше отвечает табличному значению

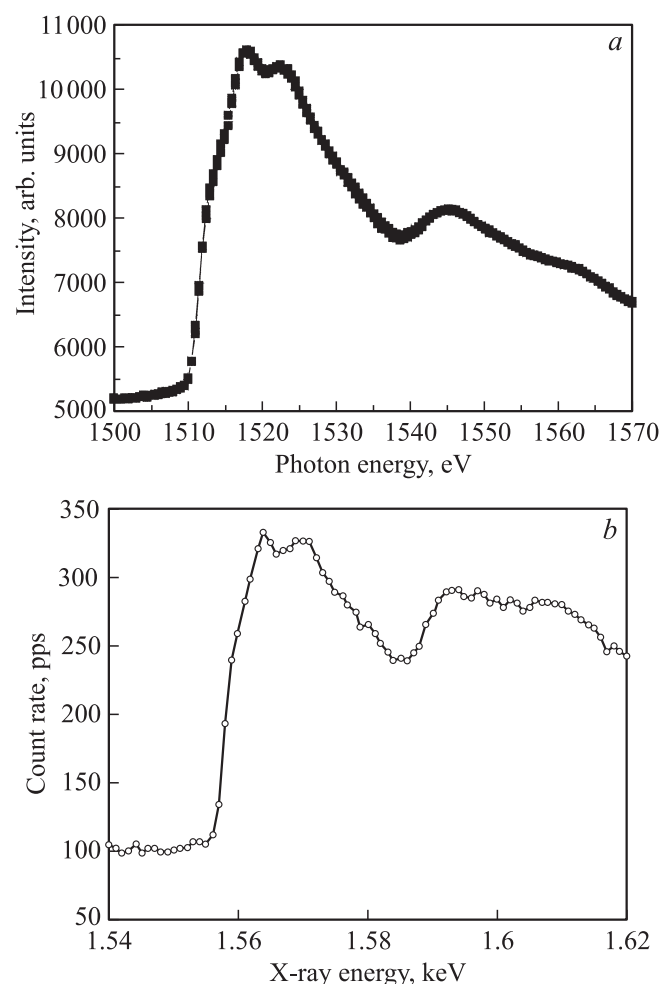


Рис. 3. *a* — тонкая структура края поглощения (S)XANES алюминия, полученная на синхротронном накопительном кольце с использованием ондулятора и дифракционной решетки в качестве высоко разрешающего (с разрешением не хуже 0.1 эВ) диспергирующего элемента. *b* — тонкая структура края поглощения (S)XANES алюминия, полученная на приборе MAXIM.

данной пороговой энергии 1.56 кэВ [12], чем величина, полученная на синхротроне.

На рис. 4 показан спектр EXAFS *K*-края *Cu*, полученный при исследовании человеческого белка церулоплазмينا. Этот белок содержит несколько тысяч атомов, среди которых есть лишь 6 атомов *Cu*. Тем не менее рентгеноабсорбционная спектроскопия чувствительна даже к столь малой концентрации атомов-поглотителей. Спектр EXAFS, показанный на рис. 4, был получен на установке STAR. Анализ данного спектра подтвердил

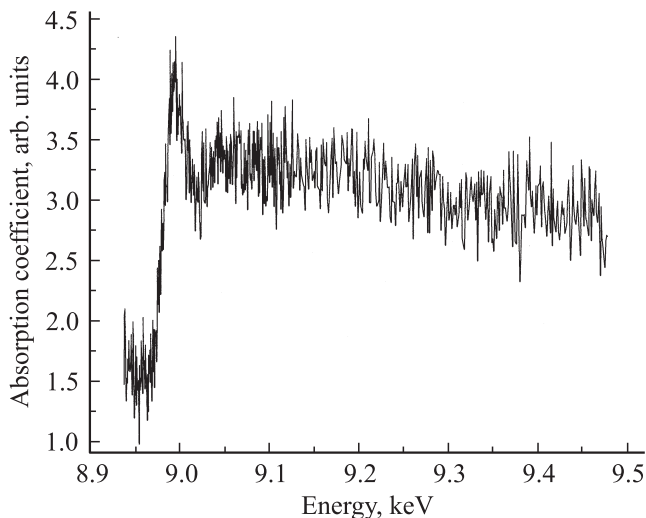


Рис. 4. Исследования человеческого белка: спектр EXAFS церулоплазмينا вблизи *K*-края *Cu*, полученный на установке STAR при использовании электронного детектора. Молекула белка содержит несколько тысяч легких атомов разных типов, среди которых есть лишь шесть атомов *Cu*. Необходимо понять, в каком состоянии находятся эти атомы, чтобы лечить различные заболевания.



Рис. 5. Спектрометр пятого поколения STAR, фирма Samsung Electronics, г. Суwon, Ю. Корея. Обозначения: 1 — вакуумная камера образца (диаметр 1300 мм), 2 — крышка, поднятая на тельфер, 3 — стойка управления регистрации, 4 — генератор рентгеновского излучения. Общий вес установки порядка 2 т.

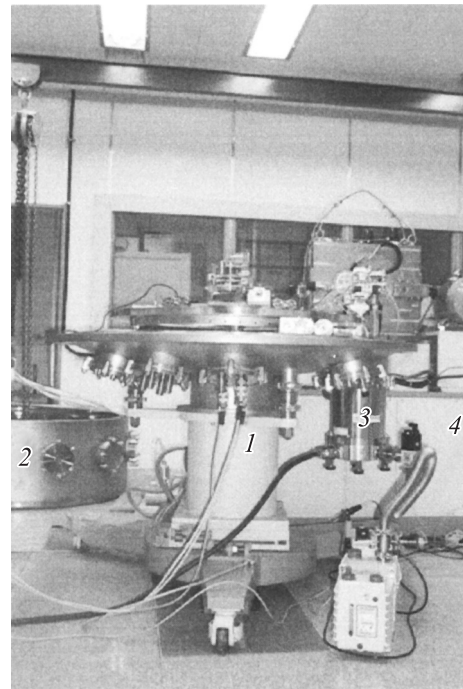


Рис. 6. Спектрометр шестого поколения MAXIM, Государственный институт стандартов и науки (KRISS), г. Тэджон, Ю. Корея. Обозначения: 1 — вскрытая вакуумная камера спектрометра, 2 — снятая боковина камеры, 3 — система высоковакуумной откачки STP 1003, 4 — генератор рентгеновского излучения (вращающийся анод мощностью до 60 кВт). Диаметр камеры 1300 мм, общий вес установки порядка 1.5 т.

существование треугольника с длинами сторон около 0.4 нм [13], образуемого атомами *Cu* в церулоплазмине, а также позволил предположить, что у атомов *Cu* есть сильно ионизованная координационная сфера радиуса около 0.2 нм [8].

На рис. 5 показан общий вид разработанного нами лабораторного устройства пятого поколения спектроскопии XIEES — прибора STAR (Samsung Electronics Co., Suwon, South Korea). Общий вид упоминаемого выше прибора MAXIM приведен на рис. 6.

5. Заключение

Разработан системный подход к измерению и анализу XAFS. Разработано и сконструировано экспериментальное оборудование, подходящее для измерения спектров рентгеновского поглощения. Продемонстрирована связь между вторичными сигналами (полный выход электронов, флуоресценция) и классической зависимостью коэффициента поглощения фотонов от возбуждающей энергии. Приведены результаты обработки полученных спектров, описывающих наномасштабные объекты. Показан полный комплект вакуумного оборудования лаборатории рентгеноспектрального анализа.

Авторы благодарят М.Е. Бойко за плодотворное обсуждение вопросов, а также Л.А. Бакалейникова и Е.Ю. Флегонтову за ключевой вклад в области теории. Эта работа не была бы осуществлена без отважной работы главного разработчика экспериментального оборудования [А.И. Петрова]. Кроме того, авторы должны подчеркнуть огромный вклад фирмы Samsung Electronics Co. (Suwon, South Korea) и института KRISS (Korean Institute of Standards and Science, Daejeon, South Korea), без участия которых эта работа была бы невозможна.

Список литературы

- [1] L.A. Bakaleinikov, K.Ju. Pogrebitsky, E.A. Tropp, Yu.N. Yur'ev, S.A. Song. *The Nucleus* **34**, 1 (1997).
- [2] Л.А. Бакалейников, Е.Ю. Флегонтова, К.Ю. Погребницкий, Hwack-Joo Lee, Yang-Koo Cho, Hyun-Min Park, Yong-Won Song. *ЖТФ*, **71** (7), 14 (2001).
- [3] G.D. Archard, T. Mulvey. *J. Sci. Instrum.*, **35**, 279 (1958).
- [4] S.G. Konnikov, K.Ju. Pogrebitsky. *Surf. Sci.*, **228**, 532 (1990).
- [5] *X-Ray Absorption: Principles, Applications, Techniques of EXAFS, SEXAFS, and XANES*, ed. by D.C. Koningsberger, R. Prins (Eindhoven, The Netherlands, Eindhoven University of Technology; N.Y.–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapore, John Wiley & Sons Inc., 1988) v. 92.
- [6] М.Д. Шарков, К.Ю. Погребницкий, С.Г. Конников. *ЖТФ*, **77** (8), 131 (2007).
- [7] J.W. Cook, D.E. Sayers. *J. Appl. Phys.*, **52**, 5024 (1982).
- [8] К.Ю. Погребницкий, М.Е. Бойко, М.Д. Шарков, А.Р. Морозов, М.Г. Васин. *The Materials of the 8th Pharmaceutical Powder X-ray Diffraction Symposium Sponsored by the International Centre for Diffraction Data* (Glasgow, Scotland, U.K., 2009).
- [9] E.A. Stern, D.E. Sayers, F.W. Lytle. *Phys. Rev. B*, **11**, 4836 (1975).
- [10] G. Martens, P. Rabe, N. Schwentner, A. Werner. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 1481 (1977).
- [11] З.Г. Пинскер. *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах* (М., Наука, 1974).
- [12] A.J. Bearden. *Rev. Mod. Phys.*, **39**, 78 (1967); A.J. Bearden, A.F. Burr. *Rev. Mod. Phys.*, **39**, 125 (1967).
- [13] P. Bielli, L. Calabrese. *Cell Mol. Life Sci.*, **59**, 1413 (2002).

Редактор Л.В. Беляков

Innovations in X-ray Induced Electron Emission Spectrometry (XIEES)

K.Ju. Pogrebitsky, M.D. Sharkov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract During the last years one may observe the great need in control of local atomic and electron structure of matter independently on its aggregate state. The advanced methods are aimed at short order. These methods are based on the phenomena accompanied by interference of secondary electrons excited by primary x -ray radiation. The sphere of the methods is formed by XAFS (x -ray absorption fine structure). These methods are based as fact on the use of synchrotron radiation. It is realized in two modes: „transmission mode“ and registration of secondary effects that follow the primary x -ray absorption. One may announce only two such effects: x -ray induced fluorescence and x -ray induced electron emission (photoeffect). Anyway, the access to synchrotron accelerators is problematic for the most users. This fact supposes the necessity of development of laboratory devices of direct urgent access. Because the power of laboratory x -ray sources is much less than the flux from synchrotrons, it is necessary to use detectors of secondary electrons of considerably higher efficiency. Moreover, it is attractive to possess energy in spatial resolution. Channeltrons and multi-channel plates do not have such abilities. That is why it was developed the advanced electron detector and exposed to photoeffect under acceleration field. The work is performed within the frames of ISTC Project N 3157.