

5180/2-79



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

Щ-927

12/12-79  
P13 - 12540

Г.Шорнак, Г.Музиоль

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ  
НА КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ  
Часть I. Физические основы

1979

P13 - 12540

Г.Шорнак, Г.Музиоль

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ  
НА КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ

Часть 1. Физические основы

Щорнак Г., Музиоль Г.

PI3 - 12540

Методика измерения характеристического рентгеновского излучения электронно-ионных колец на коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ. Часть 1. Физические основы

Описаны физические основы методики измерения характеристического рентгеновского излучения электронно-ионных колец на коллективном ускорителе тяжелых ионов. Обсуждается метод диагностики электронно-ионных колец на основе измерения их характеристического рентгеновского излучения. Используя спектры характеристического рентгеновского излучения, можно определить также параметры электронно-ионных колец: зарядовый спектр ионов в электронном кольце, среднюю степень ионизации атомов, число ионов и число электронов в кольце и собственное электрическое поле кольца. Предлагается ряд экспериментов на основе измерения характеристического рентгеновского излучения с целью исследования структуры атомных оболочек высокоионизированных атомов.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ, Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Zschornack G., Musiol G.

PI3 - 12540

Methodology of X-Ray Measurements on the JINR Collective Heavy Ion Electron-Ring Accelerator Part I. Physical Fundamentals

The physical fundamentals of the methodology of X-ray measurements on electron-ion rings in the collective heavy ion electron-ring accelerator are described. A method for electron-ion ring diagnostics, based on measurements of the characteristic X-rays from this rings, is discussed. Using the characteristic X-ray spectra, one can determine the following electron-ion ring parameters: the charge spectrum of the ions in the electron-ring, the mean ionization degree of the ions, the ion and electron number in the ring and the electric eigenfield of the ring. Basing on measurements of the characteristic X-rays from electron-ion rings, some experiments to analyse the atomic shell structure of highly ionized ions are proposed.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В рамках создания уникальной системы диагностики пучка на коллективном ускорителе тяжелых ионов /КУТИ/ ОИЯИ стоит задача - исследовать процесс ионизации атомов, находящихся в электронном кольце КУТИ, и определить их число. При этом желательно ориентироваться на такое решение проблемы, которое позволит получить нужную информацию без вмешательства в процесс работы ускорителя.

Атомы, находящиеся в электронном кольце, испускают кванты характеристического рентгеновского излучения при заполнении вакансий на внутренних атомных оболочках. Эти вакансии возникают вследствие ионизации электронным ударом и в соответствующих процессах перестройки атомной оболочки при заполнении первичных вакансий. Возникающее рентгеновское излучение несет информацию о степени ионизации атомов и об их числе в электронном кольце, так как энергия рентгеновских линий характерным образом изменяется при повышении степени ионизации атома<sup>1,2/</sup>, а из числа рентгеновских событий можно сделать выводы о числе ионов в электронном кольце КУТИ. Поэтому предлагается исследование временного развития степени ионизации атомов на основе экспериментального наблюдения сдвигов энергии рентгеновских переходов, соответствующих определенным степеням ионизации атома, при использовании расчетных данных. Из измеряемых рентгеновских спектров, кроме того, можно определить число ионов в электронном кольце при условии знания сечения ионизации электронов К-оболочки рассматриваемого атома, а также знания геометрии кольца и числа электронов в нем.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Для исследования временного развития ионизации атомов внутри электронных колец и для определения числа ионов в кольце разработан метод диагностики пучка КУТИ на основе анализа спектров характеристического рентгеновского излучения этих колец.

При столкновении релятивистских электронов с атомами или ионами, находящимися внутри электронного кольца, вследствие ионизации электронным ударом и следующих процессов типа процессов Оже или Костера-Кронига, или же вследствие ионизационных эффектов второго порядка /двойной эффект Оже, эффект "встряски"/, образуются вакансии в электронных оболочках. Ионизационные эффекты, возможные кроме ионизации электронным ударом, увеличивают скорость ионизации атомов, потому что эти процессы связаны с возникновением нескольких вакансий и их каскадов в атоме или ионе<sup>13/</sup>.

Заполнение дырок во внутренних оболочках атома электронами расположенных выше оболочек происходит с испусканием характеристического рентгеновского излучения или испусканием электронов Оже. Как энергия рентгеновского излучения, так и энергия электронов Оже зависит от конкретной конфигурации электронов рассматриваемого атома или иона и изменяется при образовании вакансий в электронных оболочках. Образование таких вакансий связано с увеличением эффективного потенциала, в котором находятся электроны, потому что каждый из них дает свой вклад в экранирование всех остальных электронов от ядерного потенциала, т.е. изменяется самосогласованное потенциальное поле, в котором находятся электроны.

Повышение эффективного потенциала приводит к увеличению энергии связи электронов и к энергетическому сдвигу отдельных электронных уровней друг относительно друга, что можно измерить как изменение энергии рассматриваемых рентгеновских линий.

Развитие ионизации атомов в электронном кольце будет наблюдаться посредством сравнения энергии измеряемых рентгеновских линий и энергии рентгеновских переходов нейтрального атома. Образование дырок во внешних атомных оболочках нельзя зарегистрировать, в частности, потому, что при таких

процессах рентгеновское излучение не возникает, или имеет такие низкие энергии, которые можно зарегистрировать только с большими трудностями. Однако информация об этих состояниях ионизации не теряется, так как в энергетическом сдвиге следующего регистрируемого рентгеновского кванта, который образуется при заполнении дырки во внутренних атомных оболочках, учтены все изменения в структуре атомной оболочки.

Мы ориентируемся на исследование  $K_{\alpha}$ -,  $K_{\beta}$ - и  $L_{\alpha}$ -переходов, потому что именно они имеют самые большие относительные интенсивности среди всех переходов, и энергии этих линий находятся в том диапазоне, в котором полупроводниковые детекторы имеют свой максимум эффективности регистрации рентгеновских квантов.

### **3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ**

#### **3.1. Определение степени ионизации атомов**

Если каждому измеряемому кванту рентгеновского излучения присваивается временная отметка, которая характеризует временное расстояние с начала накопления ионов в электронном кольце до момента регистрации исследуемого кванта, то можно после измерения анализировать отдельные "временные окна" с целью изучения зарядового спектра ионов внутри этого окна.

Возможны два способа анализа временного развития ионизации атомов.

1. Анализ нескольких соседних "временных окон" с целью получения хода средней степени ионизации как функции времени пребывания ионов в электронном кольце.

2. Анализ одного "временного окна" с целью определения зарядового спектра ионов. Это окно выбирается в конце времени накопления ионов, т.е. близко к начальному моменту ускорения электронно-ионного кольца, потому что именно зарядовое распределение ионов в момент сброса кольца из камеры адгезатора представляет собой интерес как важный параметр ускорителя.

Чтобы дать представление о порядке сдвигов энергии рентгеновских линий, на рис. 1 и 2 показаны сдвиги нескольких рентгеновских линий ксенона<sup>1/</sup> и урана<sup>2/</sup> как функции степени ионизации атомов. У элементов, имеющих электроны в  $4f$ -оболочках, возникают отрицательные сдвиги энергии рентгеновских переходов при удалении электронов из  $4f$ -состояний. Такое поведение сдвигов рентгеновских линий значительно усложняет обработку измеряемых спектров, так как существует диапазон, в котором возможно двойное толкование значения. Однако,

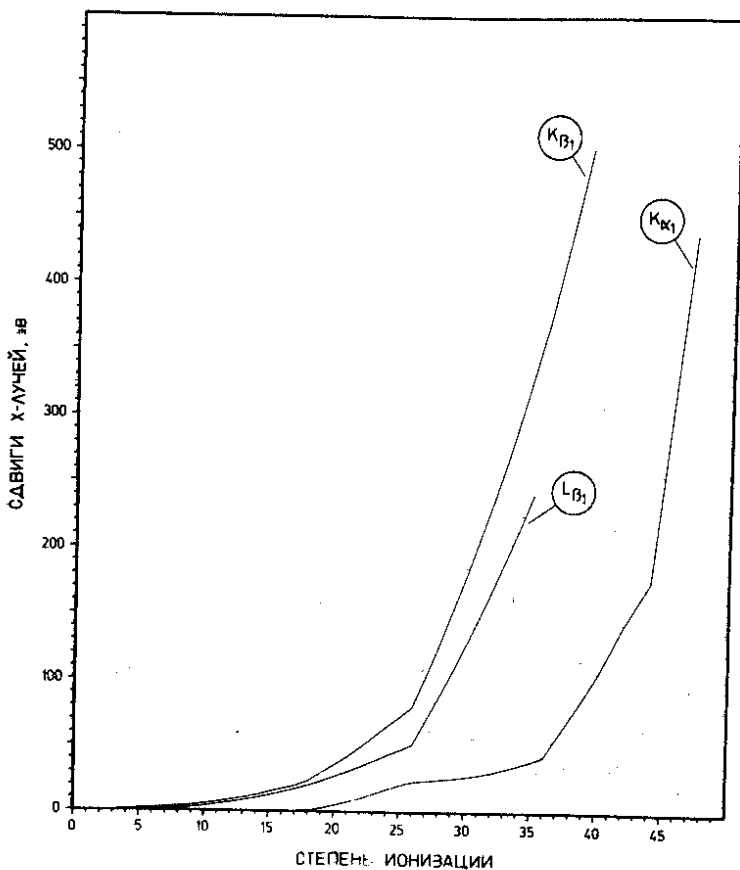


Рис.1. Энергетические сдвиги выбранных рентгеновских переходов атома ксенона как функции ионизационного состояния атома.

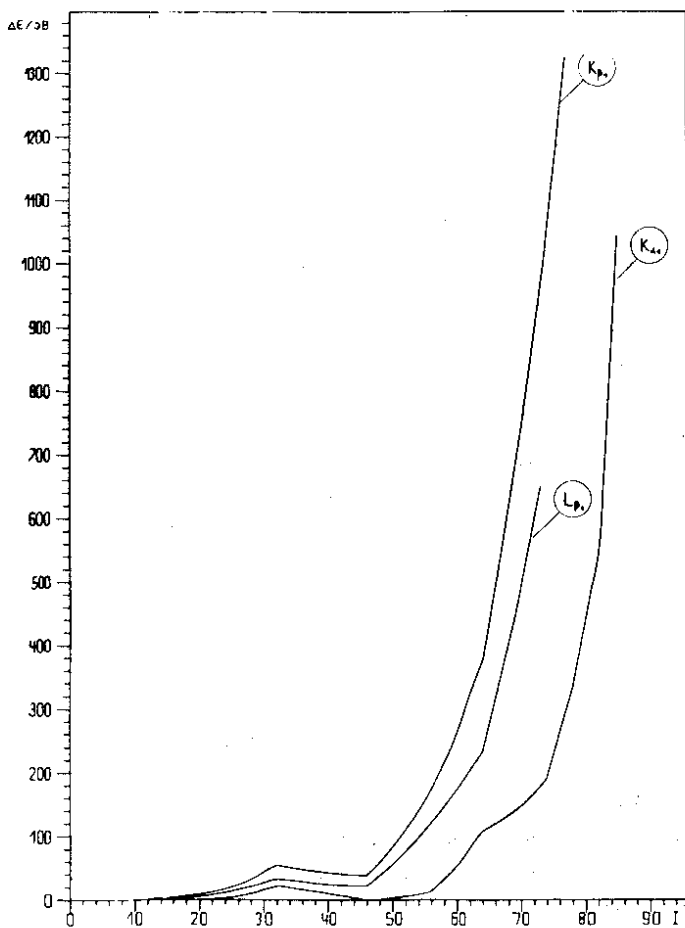


Рис.2. Энергетические сдвиги  $\Delta E$  выбранных рентгеновских переходов атома урана как функции ионизационного состояния  $I$  атома.

используя временные отметки для анализа отдельных временных окон, мы получим возможность правильного разложения рентгеновских спектров.

Если в суммарном пике находится  $n$  отдельных компонентов пика, которые соответствуют различным степеням ионизации, с высотами  $h_i$  на позиции  $P_i$ , то при условии, что все компо-



ненты имеют одну и ту же форму пика, из позиций всех отдельных его компонентов мы получаем положение суммарного пика  $P_S$

$$P_S = \frac{\sum_{i=1}^n P_i h_i}{\sum_{i=1}^n h_i} \quad /1/$$

Высоты отдельных его компонентов входят в уравнение /1/ как удельные веса, которые характеризуют влияние этих компонентов на позицию суммарного пика. Чтобы ошибка определения сдвига суммарного пика оставалась небольшой по сравнению со сдвигами, возникающими при различных ионизационных состояниях атома, надо накопить в пике соответствующую статистику, которая позволила бы уменьшить статистическую ошибку нужным образом.

Анализ одного временного окна с целью определения зарядового спектра ионов требует очень большой статистики. Количественно зависимость площади пика от числа и расстояния отдельных компонентов суммарного пика исследована в работе /4/.

### 3.2. Определение числа ионов в электронно-ионном кольце

При обработке отдельных спектров рентгеновского излучения в различных временных окнах получается число рентгеновских событий под пиками, соответствующими отдельным рентгеновским переходам. Сумма рентгеновских событий пропорциональна числу ионов в электронном кольце, т.е. при анализе измеряемых спектров характеристического рентгеновского излучения можно определять число ионов из числа зарегистрированных рентгеновских квантов в одиночном интервале времени.

Если, например, исследуются рентгеновские линии К-переходов, то сумма зарегистрированных квантов рентгеновского К-излучения атома определенной степени ионизации пропорциональна сечению ионизации электронов К-оболочки рассматриваемого иона и числу ионов в электронном кольце.

В табл. I приведены сечения ионизации электронов К-оболочки для первых десяти степеней ионизации ксенона и урана, причем сечения рассчитаны по методу, описанному в /5/. Для показан-

Таблица 1

Сечение ионизации  $\sigma_K$  электронов К-оболочки ксенона и урана при энергии электронов 20 МэВ. I - степень ионизации

I	ксенон; $\sigma_K$ /см <sup>2</sup>	уран; $\sigma_K$ /см <sup>2</sup>
0	5,23 /-23/	1,41 /-23/
1	5,23 /-23/	1,41 /-23/
2	5,22 /-23/	1,41 /-23/
3	5,22 /-23/	1,41 /-23/
4	5,22 /-23/	1,41 /-23/
5	5,22 /-23/	1,41 /-23/
6	5,21 /-23/	1,41 /-23/
7	5,21 /-23/	1,40 /-23/
8	5,21 /-23/	1,40 /-23/
9	5,20 /-23/	1,40 /-23/
10	5,20 /-23/	1,40 /-23/

ных степеней ионизации изменение этих сечений по сравнению с сечениями нейтральных атомов составляет менее одного процента, потому что электроны более удаленных внешних оболочек у тяжелых ионов экранируют электроны К-оболочки почти одинаково.

Если выбирается временное окно, о котором можно сказать на основе предыдущих оценок, что оно содержит только низкие степени ионизации / I ≤ 10/, то можно определять число ионов N в электронном кольце следующим образом:

$$N = \frac{2\pi R \cdot A \cdot N_K}{\bar{\sigma}_K \cdot N_e \cdot t \cdot v_e \cdot \omega_K \cdot \epsilon \cdot \Omega \cdot e^{-\mu x}}, \quad /2/$$

где R - радиус электронного кольца /"Большой радиус кольца"/, A - площадь сечения кольца,  $v_e$  - скорость электронов, t - чистое время измерения,  $N_K$  - число квантов рентгеновского К-излучения, зарегистрированных в течение времени t,  $N_e$  - число электронов в кольце,  $\bar{\sigma}_K$  - среднее сечение ионизации электронов

из К-оболочки,  $\omega_K$  - выход флуоресценции К-оболочки,  $\epsilon$  - эффективность детектора,  $\Omega$  - телесный угол,  $e^{-\mu x}$  - фактор ослабления средой рентгеновского К-излучения.

Ошибка при определении числа ионов в основном определяется ошибкой определения числа электронов ( $\Delta N_e/N_e \geq 0.2$ ). Ошибки всех остальных величин, как правило, на порядок ниже ошибки определения числа электронов в кольце. Изменением интенсивности рентгеновских переходов из-за нарастающей степени ионизации атома можно пренебречь, потому что внешние вакансии в атомах тяжелых элементов несущественно влияют на механизм рентгеновских К-переходов.

### 3.3. Определение числа электронов в кольце

Подобно определению числа ионов в электронном кольце, возникает возможность определения числа электронов путем анализа спектра характеристического рентгеновского излучения. Если в камеру адгезатора подаются ионы определенного газа /например, ксенона/, то можно, при известном парциальном давлении газа, рассчитать выход характеристического рентгеновского излучения в зависимости от числа электронов, находящихся в кольце. Выход  $N_K$  рентгеновских квантов характеристического К-излучения определяется следующим образом:

$$N_K = \frac{1.792 \cdot 10^{15}}{a^2 \cdot R} \cdot \sigma_K \cdot N_e \cdot v_e \cdot t \cdot \omega_K \cdot \epsilon \cdot \Omega \cdot e^{-\mu x} \cdot p \cdot \xi, \quad /3/$$

где  $p$  - парциальное давление используемого газа в *торр*,  $a$  - радиус сечения кольца,  $\xi$  - коэффициент, зависящий от времени существования кольца и характеризующий захват атомов в электронное кольцо при их ионизации. Из /3/ можно вычислить число электронов в кольце на основе измеряемого спектра характеристического рентгеновского излучения. Ожидается, что ошибка определения числа электронов при строго фиксированной геометрии немного превышает 10%.

### 3.4. Использование эффекта Доплера для диагностики электронно-ионных колец

Поскольку ионы движутся в электронном кольце, рентгеновское излучение испускается движущимся источником. Когда движение ионов ориентировано в направлении детектора /см. рис. 3/, оно приводит к изменению энергии испускаемого рентгеновского кванта в зависимости от скорости ионов в направлении детектора. Этот доплеровский эффект может давать заметный вклад в разрешающую способность спектрометра.

Когда ион находится в кольце, на него действует кулоновский потенциал  $V_C$ , создаваемый электронами кольца.

$$V_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e \cdot N_e}{R} \quad /4/$$

Причем для числа электронов  $N_e = 1 \cdot 10^{13}$  и радиуса кольца  $R = 4 \cdot 10^{-2}$  получается  $V_C = 3,6 \cdot 10^5$  В. Это значит, что энергия ионов в кулоновском поле электронного кольца растет на  $\Delta E = 360$  кэВ. Соответствующую скорость  $v$  ионов можно определить нерелятивистским путем ( $E_{\text{кин}}(\text{ион}) \ll m_0 c^2(\text{ион})$ ):  $v = (2E/m)^{1/2}$ . Таким образом, у однозарядных ионов получается:

$$\begin{aligned} \text{для ксенона} \quad v &\approx 5,4 \cdot 10^5 \text{ м с}^{-1} \\ \text{для урана} \quad v &\approx 7,3 \cdot 10^5 \text{ м с}^{-1} \end{aligned}$$

Вычисляемые скорости малы по сравнению со скоростью света, так что доплеровский сдвиг энергии  $E'$  рассчитывается при начальной энергии  $E_0$

$$E' = E_0 \left(1 - \frac{v'}{c} \cos \theta\right), \quad /5/$$

где  $v'$  - относительная скорость между источником и детектором,  $\theta$  - угол между направлением скорости источника и направлением источник-детектор. Влияние доплеровского сдвига на линии характеристического рентгеновского излучения ксенона и урана показано в табл. 2.

В табл. 2 учтено, что движение ионов может быть направлено  $\pm \vec{v}$ , т.е. в разрешение спектральных линий входят  $2 \cdot \Delta v/v$ . При обработке суммарного пика временного окна, в котором возникают только такие низкие степени ионизации, при которых полуширина пика не меняется за счет сдвигов энергии рентгеновских линий, можно получить, в соответствии с выбранной

Таблица 2

Влияние доплеровского сдвига на спектрометрию рентгеновских  $K_{\alpha 1}$ -линий ксенона и урана.  $\beta = v/c$ ,  $\text{FWHM}(\theta)$  – энергетическое разрешение спектрометра под различным углом  $\theta$ .

Элемент	$\beta$	$\Delta V/V$ /%	$\text{FWHM}(\theta=90^\circ)/\text{эВ}$	$\text{FWHM}(\theta=0^\circ)/\text{эВ}$
Ксенон	2,44 /-3/	0,24	350	379,2
Уран	1,80 /-3/	0,18	600	696,8

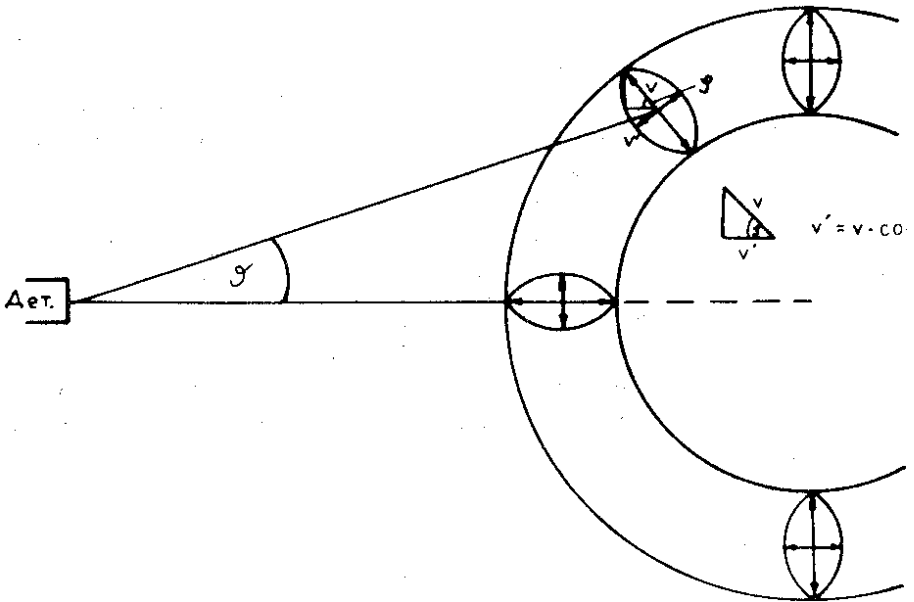


Рис.3. Геометрия для измерения вклада доплеровского сдвига энергии в энергетическое разрешение спектрометра.

геометрией /см. рис. 3/, полуширины пика с учетом и, соответственно, без учета доплеровского эффекта. Таким образом, открывается возможность измерения поля кольца посредством исследования доплеровского разрешения рентгеновских пиков.

#### 4. К ПРОВЕДЕНИЮ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ СТРУКТУРЫ АТОМНОЙ ОБОЛОЧКИ ВЫСОКОИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ

Наряду с измерением характеристического рентгеновского излучения с целью исследования характеристик электронно-ионных колец, возникает возможность проведения ряда физических экспериментов по исследованию структуры атомных оболочек высокоионизованных атомов в камере адгезатора КУТИ и взаимодействий в них. Кроме того, возможен анализ результатов диагностических измерений кольца с точки зрения физики атомной оболочки.

Спектрометрия характеристического рентгеновского излучения электронно-ионных колец дает возможность определить из интенсивностей  $K$ - и  $L$ -переходов отношение сечений ионизации  $K$ - и  $L$ -оболочек атомов или ионов электронным ударом. Если бы измерения проводились так, что была бы накоплена достаточно большая статистика, которой хватило бы для надежного разложения суммарных пиков в определенных временных окнах, то можно было бы определить отношения вероятностей ионизации электронов из  $K$ - и  $L$ -оболочек как функции ионизационного состояния атома. Таким образом, возникает возможность проверить существующие модельные представления об ионизации атомов и ионов электронами релятивистской энергии<sup>/8-9/</sup> экспериментально для атомов с большой степенью ионизации.

Если удастся определить отдельные сдвиги энергии рентгеновских линий в зависимости от степени ионизации атомов, то можно для рассматриваемых степеней ионизации определить относительную шкалу энергии связи тех электронов, которые участвуют в рассматриваемых рентгеновских переходах. Разность энергии связи между двумя уровнями вообще можно получить двумя или большим числом способов. Например, разность энергии связи между  $L_{II}$ - и  $L_{III}$ -уровнями можно получить из разностей энергии  $K_{\alpha_1}$  и  $K_{\alpha_2}$ -переходов, и, соответственно, из разностей энергии  $L_{\alpha_2}$  и  $L_{\beta_1}$ -переходов. Если определяются разности между энергиями связи отдельных атомных уровней из энергий измеряемых рентгеновских линий, то получается вообще переопределенная система линейных уравнений, "наилучшее" решение которой находится методом наименьших квадратов.

Кроме того, возникает возможность определить релятивистские спиновые постоянные экранирования из энергии отдельных релятивистских дублетов /спиновые дублеты/ и постоянные экранирования из энергий дублетов экранирования<sup>10/</sup>.

Экспериментально измеренные значения энергий рентгеновских переходов, относительных интенсивностей рентгеновских переходов, постоянных экранирования и отношений сечений для К и L-ионизации при различных степенях ионизации атомов дадут хорошую возможность проверки результатов теоретических расчетов свойств и структуры электронной оболочки высокоионизованных атомов, что позволяет проверить работоспособность различных теоретических моделей в области высоких степеней ионизации атома.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зиберт Х. - У. и др. ОИЯИ, P9-9657, Дубна, 1976.
2. Щорнак Г. и др. ОИЯИ, P7-11876, Дубна, 1978.
3. Carlson T.A. et al. *Phys.Rev.*, 1966, 151, p. 41.
4. Müller G. et al. *JINR*, E7-12219, Dubna, 1979.
5. Kolbenstvedt H. *Journ.Appl.Phys.*, 1967, 38, p. 4785.
6. Зиберт Х. - У. и др. ОИЯИ, P9-10197, Дубна, 1976.
7. Salop A. *Phys.Rev.*, 1973, A8, p. 3022.
8. Salop A. *Phys.Rev.*, 1974, A9, p. 2496.
9. Omidvar K., Khateeb A.H. *Journ.Physics*, 1972, B6, p. 1507.
10. Dyson N.A. *X-Rays in Atomic and Nuclear Physics*, Longman Group Limited, London, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июня 1979 года.