

## СПЕКТРОМЕТРИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ $Kr^{+35}$

В.Вagner, Е.Д.Донец, В.Б.Дунин, С.В.Карташов

С помощью кристалл-дифракционного метода проведен эксперимент по исследованию рентгеновского излучения, возникающего при нейтрализации  $Kr^{+35}$  на поверхности твердого тела. Зарегистрировано наличие структуры в спектре характеристического излучения, в котором доминирует процесс заполнения К-оболочки при количестве вакансий в L-оболочке 6 и 7.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

### Spectrometry of Characteristic X-Ray at Hydrogen-Like Ion Neutralization $Kr^{+35}$

W.Wagner et al.

By the crystal-diffraction method an experiment on the research of X-ray radiation, when  $Kr^{+35}$  is neutralized on the solid body, was carried out. The presence of the structure in the spectrum of characteristic radiation, where the K-shell fill-up process is a dominating one for the number of vacancies in L-shell being 6 and 7 is registered.

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

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный прогресс в развитии источников высокозарядных ионов /1/ в частности, получение водородоподобных ионов инертных газов середины периодической таблицы Менделеева /2/, сделал возможным постановку нового класса физических экспериментов в области атомной физики.

При взаимодействии почти полностью ободранного медленного иона с поверхностью твердотельной мишени происходит процесс нейтрализации иона, при котором многозарядный ион захватывает большое число электронов на высоколежащие орбитали. Образуется сверхвозбужденный атом, характерной особенностью которого является большое количество вакансий на внутренних уровнях /3,4/.

Энергия возбуждения атома снимается каскадом оже- и радиационных переходов. При этом наблюдается сильный энергетичес-

кий сдвиг характеристических рентгеновских линий относительно диаграммных в нейтральных атомах за счет частичного снятия экранировки заряда ядра.

Кроме того, как было указано, например в работе /5/, исследование атомов с вакансиями во внутренних оболочках является эффективным методом проверки имеющихся представлений о релятивистских поправках и корреляционных эффектах для энергии связи внутренних электронов.

Ниже приведено описание примененного дифракционного метода спектроскопии рентгеновского излучения при нейтрализации ионов  $Kr^{35+}$  и представлены результаты эксперимента, поставленного на электронно-лучевом ионизаторе "Крион-II" /2/. Дана интерпретация наблюдаемого спектра на основе проведенных расчетов с помощью релятивистской программы для электронной структуры атомов.

## 2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ И ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Характеристическое рентгеновское излучение сверхвозбужденных атомов Ar и Kr ранее наблюдалось с помощью полупроводникового детектора рентгеновского излучения на основе сверхчистого кристалла германия /3,4/. Были определены средние энергии переходов К-серии и естественные ширины наблюдаемых линий путем подгонки суммы гауссовских распределений под измеряемый спектр. Результаты показали, что линии действительно сильно сдвинуты в сторону больших энергий по отношению

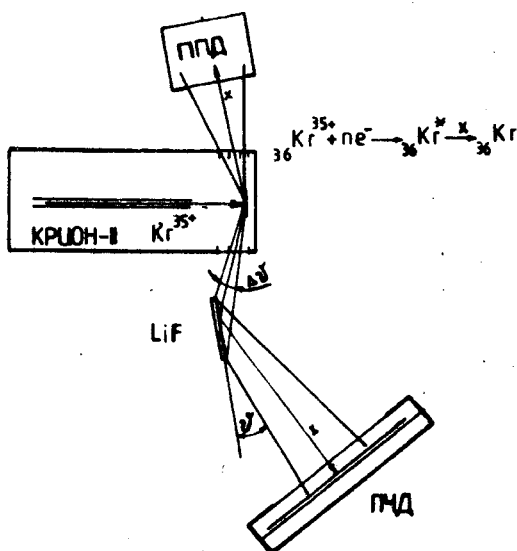


Рис. 1

к характеристическим диаграммным. С другой стороны, они не доходят до энергии линий в гелиеподобных ионах /6/, что говорит о том, что в момент измерения рентгеновского кванта имеет место некоторое, пока неизвестное распределение электронов в L-, M-, N- и т.д. оболочках. К тому же ширины линий не объясняются одиночными переходами между строго определенными конфигурациями. Разрешение полупроводникового детектора не позволяет выделить структуру линий.

Поэтому спектр исследовался с помощью кристалл-дифракционного спектрометра.

Схема эксперимента изображена на рис.1. Водородоподобные ионы  $Kr^{35+}$  получались в электронно-лучевом ионизаторе "Крион-II", параметры которого подробно описаны в работах<sup>/2,3/</sup>. Ионы выводились на магниевую мишень с частотой 0,25 Гц, время вывода составляло 250 мкс.

Плоский кристалл-анализатор LiF (200) был расположен под малым углом ( $1,9^\circ$ ) к плоскости мишени так, чтобы область излучения имела размер  $0,1 \times 3$  мм и несущественно влияла на разрешение.

Сканированием была найдена такая позиция кристалла, чтобы угол отражения рентгеновских лучей от кристаллических плоскостей в середине кристалла составлял  $\theta = 13,7^\circ$ , что соответствует энергии  $K_{\alpha}$ -линии, зарегистрированной полупроводниковым детектором<sup>/4/</sup>. По закону Вульфа — Брэгга угол  $\theta$  однозначно связан с длиной волны излучения  $\lambda$ :

$$n \frac{ch}{E_x} = n \lambda = 2d \sin \theta,$$

где  $E_x$  — энергия излучения,  $n$  — порядок отражения,  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка. В выбранной геометрии (рис.1) кристалл охватывает угловой диапазон  $\Delta\theta = 1,25^\circ$ . Этому соответствовала энергетическая область в 1,1 кэВ.

Селективно отраженное от кристалла рентгеновское излучение регистрировалось позиционно-чувствительным детектором на основе пропорционального счетчика с линией задержки<sup>/7/</sup>. Линейная координата события определяется по разности временных сигналов с обоих концов линии задержки, которые подаются на времяамплитудный преобразователь. Таким образом измеренный временной спектр есть изображение пространственного распределения событий в плоскости измерения.

Достижимое энергетическое разрешение примененного метода ограничивается следующими конкретными условиями постановки эксперимента:

- шириной и стабильностью положения области излучения на мишени;
- качеством (блочной структурой) кристалла-анализатора, зависящим от свойств материала;
- пространственным разрешением координатного детектора, в частности, временным разрешением анализирующей аппаратуры;
- геометрией измерения, т.е. углом и угловым диапазоном регистрации излучения.

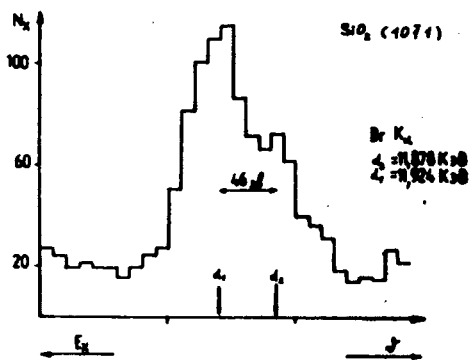


Рис.2

Для сравнения  $K_{\alpha 1/2}$ -линии Br были сняты другим кристаллом  $SiO_2$  (1011) (рис.2), где в такой же геометрии было получено разрешение  $\sim 40$  эВ.

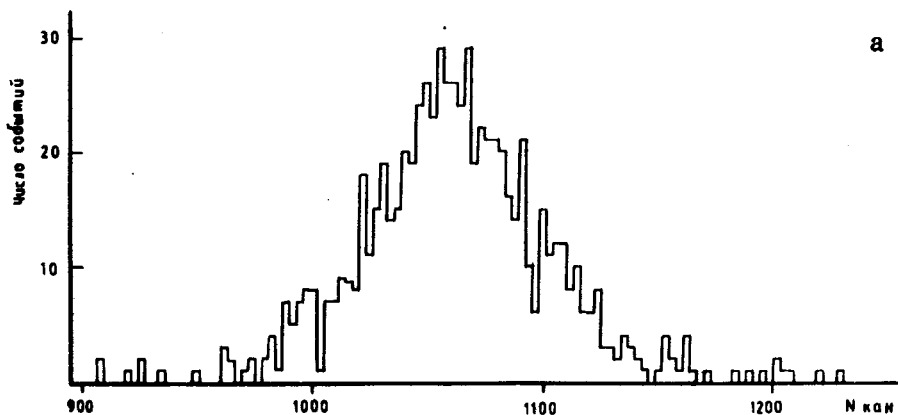
Кристалл LiF (200) был использован в настоящем эксперименте для получения максимальной светосилы при необходимом угловом диапазоне  $\Delta\theta$ . Светосила составляла около  $10^{-7}$ . Эффективность регистрации координатного детектора, работающего на смеси  $He + CO_2$  (давление 0,1 МПа), приблизительно 80%. Многоканальный режим регистрации отраженного от кристалла рентгеновского излучения увеличивает эффективность измерения по сравнению с одноканальным методом на фокусирующих кристалл-дифракционных спектрометрах на фактор  $\sim 10^2$ . Недостатком настоящего метода является вышеупомянутое ограничение разрешения.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ

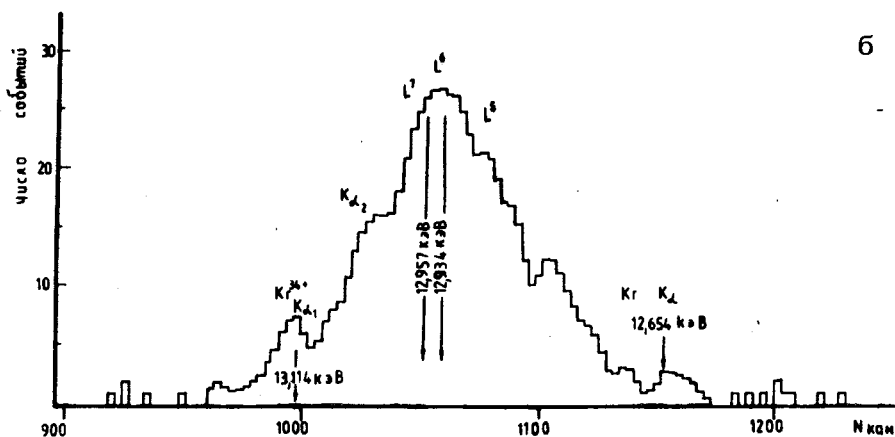
Спектр рентгеновского  $K_{\alpha}$ -излучения, возникающего при нейтрализации  $Kr^{36+}$ , регистрировался во временном окне 1 мс при выводе ионов из ловушки на мишень. Этим сильно подавлялся собственный фон координатного детектора, который выше амплитудного порога составлял  $3+4$  Гц по всему чувствительному диапазону счетчика. Удалось реализовать соотношение полезных событий к фоновым  $\sim 40$ . Высокий контраст метода нужен для выделения эффекта в условиях низкой светосилы.

Средняя интенсивность ионов за сброс источника составляла  $(2+5) \cdot 10^5$ . Измеренный спектр изображен на рис.3а. За 48 часа в спектре зарегистрировано 700 событий. Спектр характеризуется типичными выбросами из-за неоднородностей кристаллической

Снятие аппаратурной кривой спектрометра непосредственно во время эксперимента было невозможно. Схема измерения поэтому симулировалась с помощью рентгеновской трубки, которая возбуждала флуоресцентное излучение соседнего элемента Br. Ширина зарегистрированного рефлекса была  $\leq 50$  эВ и в основном определялась качеством имеющегося кристалла и реализованной геометрией измерения.



а



б

Рис.3

структуры и малой статистики. Поэтому он был подвергнут процедуре сглаживания <sup>12/</sup>, результат которой изображен на рис.3б.

В спектре выявляется структура, указывающая на то, что он состоит из нескольких компонентов.

#### 4. КАЛИБРОВКА

В отсутствие дополнительных калибровочных линий из-за узкой угловой апертуры кристалла для энергетической калибровки использовалось значение энергии центра тяжести  $K_{\alpha}$ -линии, полученное на полупроводниковом детекторе <sup>4/</sup> (12,934 кэВ). Кроме того, известна обратная угловая дисперсия кристалла LiF (200) :

$$\Delta E / \Delta \theta = E \cdot \text{ctg} \theta ,$$

которую можно пересчитать в линейную, зная точную геометрию эксперимента.

Таким путем определялась полная ширина измеренного участка спектра  $\approx 550$  эВ с точностью около 15%. Это означает, что в процессе нейтрализации ионов  $\text{Kr}^{35+}$  действительно происходят  $K_{\alpha}$ -переходы из всевозможных промежуточных электронных конфигураций, от крайней "гелиеподобной" (с некоторой заселенностью более высоких M-, N-, O-... оболочек, которые мало влияют на энергию внутренних переходов) вплоть до основного рентгеновского состояния нейтрального атома.

Энергии наиболее сильных рентгеновских линий гелиеподобного иона  $\text{Kr}^{35+}$  были определены экспериментально /8/ и равны 13,114 кэВ и 13,027 кэВ. Разница высокоэнергетичной линии

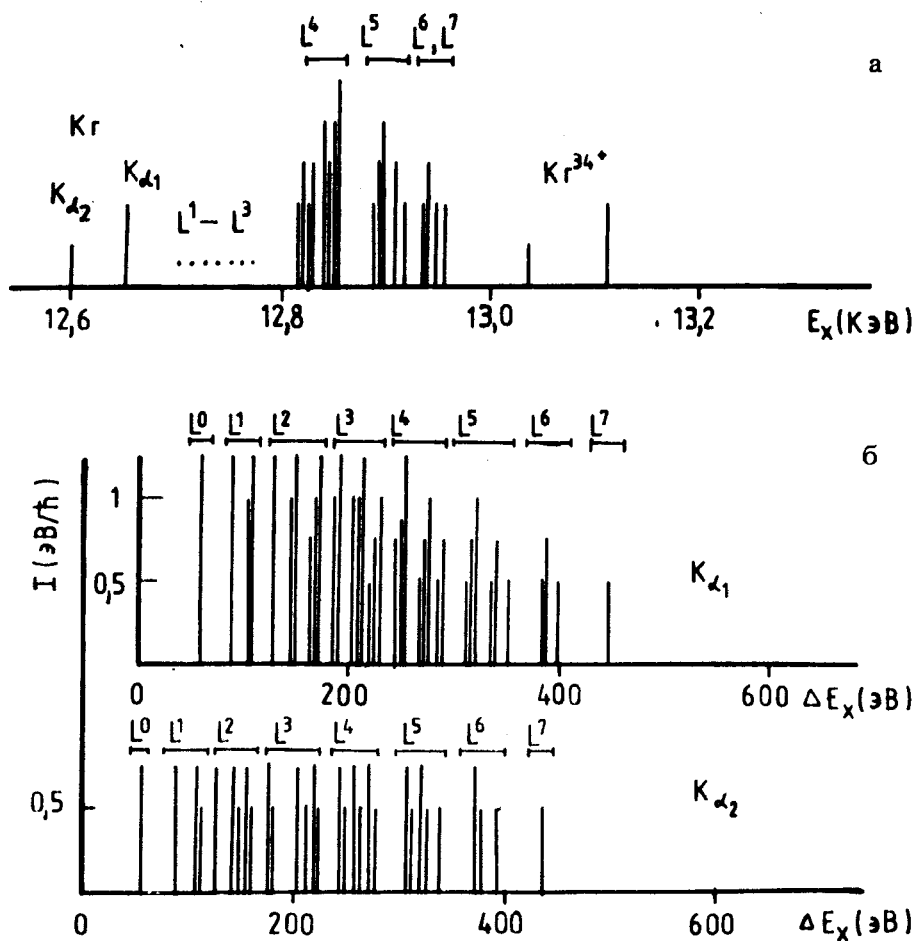


Рис.4

$^1P_1 - ^1S_0$  и диаграммной линии  $K_{\alpha 2}$  (12,599 кэВ) криптона составляет 485 эВ, что хорошо согласуется с крайними структурами в наблюдаемом спектре.

С другой стороны, интерпретируя крайние структуры как переходы  $^1P_1 - ^1S_0$  гелиеподобного иона  $Kr^{34+}$  и  $K_{\alpha 1/2}$ , получаем значение канала спектра (рис.4) 8,7 эВ. С помощью этой калибровки получено значение энергии максимума спектра 13,93 кэВ, что совпадает со значением энергии из работы<sup>4/</sup>. Кроме того, зная, что линия перехода  $^1P_1 - ^1S_0$  одиночная, можно оценить полуширину аппаратурной кривой в конкретном эксперименте, которая равна 60 эВ. Эта величина согласуется с полушириной, полученной из модельного эксперимента, если учесть, что точные размеры фокуса-излучателя и повторяемость его расположения на мишени не могли быть измерены непосредственно, но могли дать дополнительное расширение линий.

### 5. КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Попытка объяснения наблюдаемой структуры в спектре  $K_{\alpha}$  - излучения сверхвозбужденных атомов криптона встречает следующие трудности:

— В процессе релаксации возможно большое количество конфигураций, из которых измеряется  $K_{\alpha}$ -излучение.

— Частичное снятие экранировки заряда атомного ядра конкретным распределением внутренних вакансий во время перехода ведет к энергетическому сдвигу электронных уровней и, таким образом, энергий радиационных переходов.

— Выход отдельной линии, дающей вклад в наблюдаемый спектр, зависит от условной вероятности  $W(p_L/p_{K,M,N...})$  того, что при заданном заселении K-, M-, N-... оболочек  $p_{K,M,N...}$  реализуется определенное заселение L-оболочки  $p_L$ , для которой разрешен рентгеновский переход.

Чтобы получить представление о многообразии возможных  $K_{\alpha}$ -линий, рассчитан спектр  $K_{\alpha}$ -линий криптона при следующих условиях: в K-оболочке иона имеется одна вакансия, а M- и N-оболочки заселены как в нейтральном атоме. Проводились расчеты сдвигов рентгеновских  $K_{\alpha}$ -линий для всевозможных заселений  $p_L$  по методу самосогласованного поля Дирака — Фока — Слэтера в приближении замороженных орбиталей<sup>8/</sup> (рис.4б).

Обозначения  $L^7, L^6$  и т.д. на рис.4б надо понимать как число вакансий в L-оболочке. Сдвиги линий  $\Delta E_x$  отнесены по отношению к энергиям диаграммных линий  $K_{\alpha 1}$  и  $K_{\alpha 2}$  криптона. Видно, что переходы образуют сложный спектр, характеризующийся групповой структурой по числу L-вакансий. По ординате отнесены вероятности радиационных переходов, с хорошей точностью пропорциональные статистическим весам уровней<sup>9/</sup>.

Сдвиги, рассчитанные в приближении замороженных орбиталей, по величине, однако, слишком велики. Высокой абсолютной точности таких расчетов и не следует ожидать ввиду того, что не учитывается изменение волновых функций при переходе электрона. Адиабатический подход вычисления энергетических сдвигов внутренних переходов в присутствии многих внутренних вакансий поэтому считается более оправданным. Действительно, как показали расчеты, значения энергетических сдвигов  $K_{\alpha}$ -линий в таком случае меньше в среднем на 50-70 эВ.

Более реалистичные адиабатические расчеты проводились для отдельных конфигураций с помощью программы по методу Дирака — Фока в одноконфигурационном приближении <sup>10</sup>. Учитывались коррекции энергий связи электронов от магнитных взаимодействий электронов оболочек и простейших квантово-электродинамических диаграмм для радиационных поправок (собственная энергия и поляризация вакуума)<sup>11</sup>. Эти поправки велики для 1s-уровня, что ведет к дальнейшему уменьшению расчетных значений энергий перехода на 20-30 эВ. Уровень точности этих расчетов проверялся на экспериментально измеренных линиях гелиеподобных ионов  $Kr^{34+}$  <sup>6</sup>. Он составлял 1-4 эВ.

Энергетически сдвинутые положения групп  $K_{\alpha 1}$ -линий указаны на рис. 4а для конфигурации  $L^7, L^6, L^5, L^4$ .

Сравнивая распределение линий с наблюдаемыми в спектре структурами, можно сделать следующие выводы:

— Структуры, обусловленные в основном распределением вакансий в L-оболочке высоковозбужденного атома  $Kr$ , не сильно зависят от  $p, m, n, \dots$ .

— Максимум спектра коррелирует с  $K_{\alpha 1}$ -линиями конфигурации  $L^7$  и  $L^6$ , что указывает на высокую вероятность радиационного перехода L-электрона в K-оболочку на первых стадиях каскада релаксации нейтрализованного иона.

— Наблюдение линий гелиеподобных ионов подтверждает эту гипотезу.

Разрешение настоящего эксперимента не позволяет разделить линии других конфигураций, расположенных очень близко друг к другу. Для этого необходимо повышение разрешения хотя бы на порядок, что в условиях использованного многоканального метода и относительно низкой интенсивности пока невозможно.

Переход к более тяжелым элементам, однако, может оказаться перспективным.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование структур спектров характеристического рентгеновского излучения при нейтрализации высокозарядных ионов на поверхности твердого тела может дать новую информацию



о процессе релаксации таких интересных объектов, как сверхвозбужденные атомы.

С развитием более мощных источников многозарядных ионов открылись новые возможности и для атомной физики. Подобные исследования могут иметь и непосредственное практическое значение, например, в связи с проблемой взаимодействия плазмы будущих термоядерных реакторов со стеночными материалами.

Авторы выражают глубокую благодарность академику А.М.Балдину и профессору В.А.Свиридову за всестороннюю поддержку настоящей работы, а также Г.Каррашу, Д.Крейзелеру и В.Тенцеру за оказанную помощь.

Авторы признательны проф.Г.Музиолу и Г.Щорнаку за постоянный интерес к результатам настоящей работы, Л.В.Смыкову, В.Д.Пешехонову, С.А.Мовчану за предоставление чертежей и помощь в наладке позиционно-чувствительного детектора, И.Рейхе за проведение некоторых расчетов и В.В.Сальникову за помощь в подготовке экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Winter H. In: Atomic Physics of Highly Atoms, Ed. R.Marrus, Plenum Press, New York, 1982.
2. Донец Е.Д. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.5, с.941.
3. Донец Е.Д. и др. Сообщение ОИЯИ Р7-83-627, Дубна, 1983.
4. Донец Е.Д. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 20-86, Дубна, 1986, с.27.
5. Desclaus J.P. Relativistic Effects in Atoms, Molecules and Solids, Ed. G.L.Malli, Plenum Publ. Corporation, 1983.
6. Briand J.P. et al. — Z.Phys.A., 1984, 318, p.1.
7. Александров И.В. и др. Сообщение ОИЯИ 13-85-933, Дубна, 1985.
8. Liberman D.A. et al. — Comp.Phys.Comm., 1971, v.2.
9. Щорнак Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.4, с.835.
10. Grant I.P. et al. — Comp.Phys.Comm., 1980, v.21, p.207.
11. McKenzie B.J. et al. — Comp.Phys.Comm., 1980, v.21, p.233.
12. von Meerwall E.D. — Comp.Phys.Comm., 1975, v.9, p.351.

Рукопись поступила 25 июня 1987 года.