

РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЬЦАХ

Г. Щорнак, Г. Музиоль, М. Шикель, В. Вагнер

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В качестве уникального источника высокозарядных ионов рассматриваются электронно-ионные кольца коллективного ускорителя тяжелых ионов ОИЯИ. Возможно получение водородоподобных ионов легких и средних элементов, а в оптимальных условиях также ионов тяжелых элементов вплоть до урана. Обсуждается возникновение характеристического рентгеновского излучения. Оказывается, что применение кристалл-дифракционного метода является оптимальным для изучения тонких эффектов атомной оболочки высокозарядных ионов.

С помощью метода спектрометрии испускаемого характеристического излучения можно удовлетворить спрос на информацию о подобных атомах специалистов в областях физики плазмы и термоядерных установок, ускорителей, лазерной техники, астрофизики, а также ряда других прикладных областей.

In this review the electron-ion-ring of the Dubna JINR heavy ion collective accelerator is discussed as a unique source of highly charged ions. Helium-like ions of light and medium elements are possible to create with it and under optimum conditions also ions of the heavy elements up to uranium. Furtheron the generation of characteristic X-rays is discussed. The utilization of a crystal diffraction spectrometer is shown to be one of the best methods for studying small electron shell effects of multiple charged ions.

The spectrometry of emitted characteristic X-rays is able to satisfy the requirements to all atomic data needed by specialists working in the fields of plasma and thermonuclear physics, laser techniques and astrophysics, accelerator handling, and in a number of other application fields, too.

ВВЕДЕНИЕ

Ионы высоких степеней ионизации стали доступными для физических исследований относительно недавно. Прогресс в области создания достаточно мощных источников и техническая реализация новых принципов получения глубокоионизованных атомов, по отношению к традиционным ионным источникам, существенно расширили спектр получаемых ионов как по порядковому номеру Z , так и по степени ионизации I [1—9]. В настоящее время развиты принципы торможения ускоренных и ободранных при прохождении тонких фольг тяжелых ионов (beam-foil-method) [3], криогенный электронно-лучевой метод ионизации [4, 5], метод глубокоионизованных ионов отдачи [6], принцип ионизации лазерным пучком [7, 8] и принцип ионизации в электронно-циклотронном резонансе [9].

Таким образом, стал доступным для исследования целый класс новых физических явлений, проявляющихся, например, при высокоэнергетических взаимодействиях тяжелых ионов с газовыми мишенями в ион-атомных столкновениях [10, 11] или при нейтрализации медленных почти полностью ободранных электронами ионов на поверхности твердых тел [12].

Объем имеющихся в настоящее время экспериментальных данных о структуре электронных оболочек и процессах распада сверхвозбужденных многозарядных ионов еще довольно ограничен. Это объясняется техническими сложностями при создании соответствующих ионных источников и физической аппаратуры. Для определения таких параметров, как энергии переходов и вероятности распада по различным каналам, требуется применение тонких спектроскопических методов с высокой разрешающей способностью, чтобы разделять отдельные степени ионизации ионов или различать сложные электронные конфигурации.

Поэтому наши знания о структуре высокозарядных ионов до сих пор значительным образом базируются на модельных расчетах, которые проводились в рамках разной степени приближений при учете взаимодействий электронов оболочки с атомным ядром и между собой [1]. Экспериментальная проверка модельных представлений является крайне актуальной задачей для углубления понимания взаимодействий в таких «экзотических» атомных состояниях [13].

Исследование высокозарядных ионов получает растущее значение и в практических целях: достоверные атомно-ионные данные нужны для диагностики плазменных установок (например, термоядерных) и оптимизации их создания и управления [14—21], для исследования ионизационных процессов в ионных источниках [4], для эффективного использования ускорителей тяжелых ионов [11], для интерпретации спектров, испущенных астрофизическими объектами [22] и т. д. Поэтому не удивляет растущий спрос на атомные данные.

Качественно новым источником высокозарядных ионов является заряженное ионами электронное кольцо, сформированное в компрессорной камере (адгезаторе) коллективного ускорителя тяжелых ионов (КУТИ), созданного в ОИЯИ [23]. Релятивистские электроны в кольце эффективно ионизируют атомы и во внутренних, сильно связанных электронных состояниях с большими Z . При достаточно длительном времени удержания плотного электронного кольца можно получить ионы высокой степени ионизации вплоть до гелий-подобных ионов урана [24]. Инжекция нейтральных атомов в адгезатор осуществлена впуском газовой струи или распылением лазерным ионным источником. Таким образом, открывается возможность систематических исследований свойств высокозарядных ионов практически по всей периодической таблице элементов [25, 26].

Специфика процесса ионизации в электронно-ионных кольцах состоит в том, что с увеличением времени удержания кольца увеличивается средняя степень ионизации ионного ансамбля, имеющего

при этом определенную зарядовую дисперсию. Отсюда вытекает требование высокой разрешающей способности метода измерения по степеням ионизации и необходимость синхронизации измерения по времени с режимом источника, а также определенной степени воспроизводимости параметров электронно-ионных колец. Это налагает условие применения на адгезаторе дистанционного спектрометрического метода, исключающего воздействие на электронно-ионное кольцо и на формирующее его магнитное поле со стороны измерительного прибора [28—30].

Исходя из этих требований особенно перспективным оказывается применение кристалл-дифракционного метода спектрометрии характеристического рентгеновского излучения ионов [31]. В статье обсуждаются условия измерения для фокусирующего кристалл-дифракционного спектрометра (КДС) типа Брэгга [32] на адгезаторе КУТИ. Дается заключение о возможности проведения ряда оригинальных экспериментальных исследований высокозарядных атомов. Выводы важны с точки зрения диагностики свойств электронно-ионных колец КУТИ, как, например, определение числа ионов в кольце, зарядовая дисперсия или средняя степень ионизации ионного ансамбля.

1. ЭЛЕКТРОННО-ИОННОЕ КОЛЬЦО КАК ИСТОЧНИК ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Принцип формирования электронного кольца и сжатия его в магнитном поле адгезатора КУТИ подробно описан в [23]. Если инжектировать в кольцо атомы или ионы, они постепенно обдираются путем ударной (прямой и многократной) ионизации релятивистскими электронами и захватываются электрическим потенциалом пространственного заряда кольца. Сечения ионизации отдельных оболочек и полное сечение ионизации в зависимости от степени ионизации атома были рассчитаны, например, для ионов криптона, ксенона и урана в работе [33]. Было найдено, что наряду с прямой ионизацией такие процессы, как эффекты Оже и Костера — Кронига [80, 81], могут заметно увеличивать скорость получения более высоких степеней ионизации, в то время как вклады от многократной прямой ионизации как ионизационных эффектов второго порядка (двойной эффект Оже, эффект встряски электрона) быстро убывают с уменьшением степени ионизации.

На основе вычисленных в [33] сечений ионизации были проведены расчеты временного развития степени ионизации ионов в электронно-ионных кольцах [27]. На рис. 1 показана динамика ионизации ксенона. В [27] получены нижеследующие выводы об использовании метода электронно-ионных колец в качестве источника глубокоионизованных атомов. Во-первых, существуют в каждый момент времени, отсчитанный от момента впуска атомов (или ионов) в адгезатор, одновременно ионы различных зарядностей. В случае тяжелых

ионов средней степени ионизации ширина зарядового распределения составляет в среднем $\Delta I \approx 5 \div 10$ [81], а если ограничить время наблюдения, то вследствие динамики процесса ионизации ширина зарядового распределения может быть больше. Во-вторых, характерное время ионизации быстро растет с повышением степени ионизации I . Оно на 4 — 6 порядков больше для внутренних оболочек ($I \approx Z$), чем для низкоионизованных атомов ($I \approx 1$) [33]. В резуль-

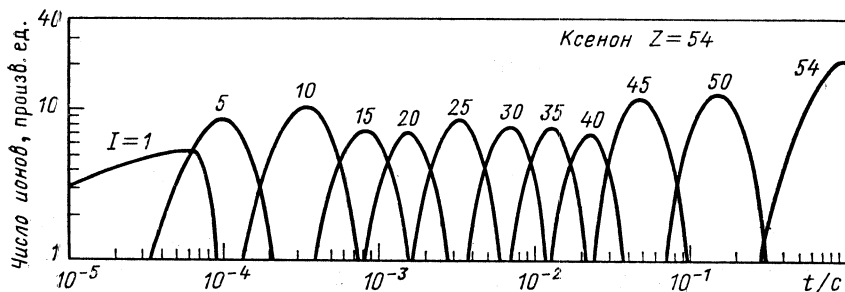


Рис. 1. Развитие степени ионизации иона ксенона в электронно-ионных кольцах [27]. Число электронов — $1 \cdot 10^{13}$; сечение кольца $0,12 \text{ см}^2$; большой радиус кольца 4 см ; t — время удержания кольца и накопления ионов; I — степень ионизации

тате этого скорость уменьшения сечения ионизации снижается для высокозарядных ионов. Это означает, что зарядовая дисперсия ионного ансамбля сузится с увеличением времени накопления ионов, т. е. с увеличением времени жизни кольца τ . Однако для получения высоких степеней I , в частности для полностью ободранных электронами ионов тяжелых элементов, нужны времена удержания кольца, порядка одной секунды, что представляется технически сложным. Кроме того, существуют ограничения с точки зрения стабильности кольца [34].

Однако расчеты показывают, что при дополнительном сжатии кольца за реальное время удержания кольца $\tau \approx 50 \text{ мс}$ достигаются и наивысшие степени I для тяжелых элементов: Xe^{54+} , U^{89+} [34, 35]. Из рис. 1 также видно, как меняется интенсивность определенной ионной компоненты по времени. «Включения» и «выключения» очередных зарядностей ионов отвечают за ограниченную ширину зарядового распределения ионов при постоянном росте средней степени ионизации I . По расчетам в [34] при дополнительном сжатии кольца до $R = 1,5 \text{ см}$ можно ожидать около 10^{11} ионов Xe^{52+} или $5 \cdot 10^{10}$ ионов U^{84+} за цикл адгезатора уже при $\tau = 20 \text{ мс}$, если в кольце находится $N_e \approx 10^{13}$ электронов, а малые полуразмеры кольца $a = 0,1 \text{ см}$.

Выход ионов определенного сорта связан с фактором нейтрализации кольца

$$f = N_i I / N_e, \tag{1}$$

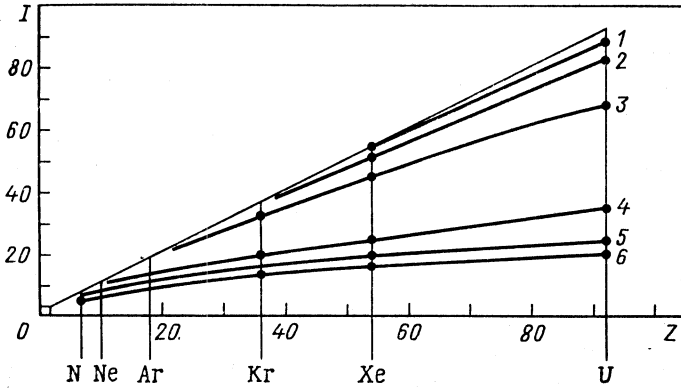


Рис. 2. Достижение степени ионизации I для элементов с атомным номером Z в зависимости от времени удержания кольца:
 1 — $\tau=60$ мс, радиус кольца $R=1,5$ см; 2 — $\tau=30$ мс, $R=1,3$ см; 3 — $\tau=7$ мс, $R=2,0$ см;
 4 — $\tau=3,5$ мс, $R=4,0$ см; 5 — $\tau=1$ мс, $R=3,5$ см; 6 — $\tau=4$ см

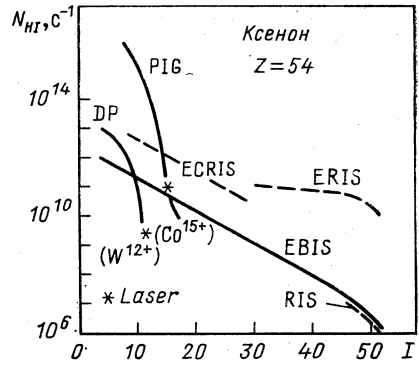
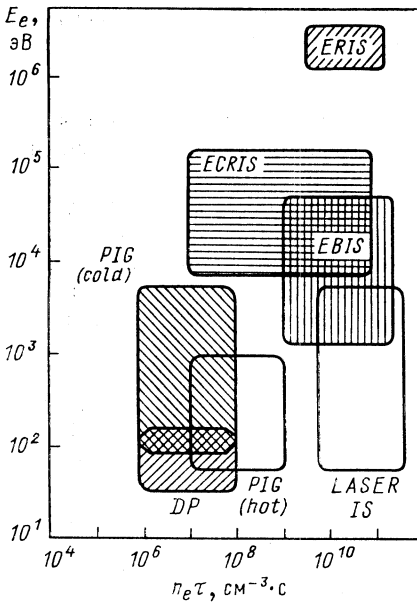


Рис. 4. Максимально достигнутые потоки N_{HI} ионов в различных источниках с высокой степенью ионизации на примере ксенона:
 RIS — источник глубокоионизованных ионов отдачи. Для дополнительных объяснений см. рис. 3 (по [7, 24])

Рис. 3. Сравнение электронно-ионных колец как источника высокозарядных ионов (ERIS) с другими современными источниками тяжелых ионов с учетом энергии ионизирующих электронов E_e и достигаемого фактора ионизации $n_e \tau$: PIG — ионный источник Пеннинга; DP — Дуоплазматрон; Laser — лазерный источник; EBIS — электронно-лучевой источник; ECRIS — источник на основе электронно-циклотронного резонанса

где N_i — число ионов в кольце. При удержании стабильного кольца увеличивается I со временем (рис. 1), а условие стабильности кольца относительно дипольных колебаний налагает ограничение на $f < 0,8$. Следовательно, выход более высоких степеней ионизации тяжелых ионов должен быть меньше, чем выход высокозарядных ионов более легких элементов. Если откладывать I для всех элементов Z и держать в качестве параметра время жизни кольца τ и радиус кольца R , то получим под кривыми на рис. 2 совокупность доступных ионизационных состояний. Уникальность метода электронно-ионных колец как источника ионов любого элемента в очень широком диапазоне степеней ионизации I проявляется особенно наглядно при реализации достаточного большого фактора ионизации. На рис. 3 сопоставляется метод ионизации в электронно-ионных кольцах с другими современными методами для получения высокозарядных тяжелых ионов с учетом достаточного уровня ионизации $n_e \tau$, где n_e — плотность электронов. Рис. 4 показывает на примере ионов ксенона, какие потоки можно рассчитать.

2. ЭЛЕКТРОННО-ИОННОЕ КОЛЬЦО КАК ИСТОЧНИК ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОВ

Возбуждение и ионизация ионов. Полное сечение ионизации ионов электронами представляет сумму парциальных сечений образования дырок во всех подоболочках

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum'_{nlj} \sigma_{nlj}(Z, I), \quad (2)$$

где вклад от внутренних, сильно связанных электронов, меньше на несколько порядков по отношению к внешним [33]. Если выбивался электрон из внутренней оболочки, ион может снять возбуждение испусканием характеристического рентгеновского излучения или электронов Оже. Оценим, из каких состояний ионы излучают рентгеновские кванты и с какой интенсивностью. Число возбужденных ионов N^* за единицу времени определяется формулой

$$\frac{dN^*}{dt} = \sigma_E \frac{N_e}{2\pi^2 a^2 R} v_e, \quad (3)$$

где a — радиус поперечного сечения кольца; R — большой радиус кольца; v_e — скорость электронов ($v_e \approx c$) и σ_E — сечение возбуждения иона. Для $\sigma_E \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, что заведомо больше парциальных сечений ионизации всех подоболочек, за время накопления $\tau = 60 \text{ мс}$ при параметрах кольца $a = 1 \text{ мм}$, $R = 1,5 \text{ см}$ [34] среднее время между двумя актами возбуждения составляет порядка 10^{-6} с . Так как характерные времена заполнения вакансий в K -, L -, M -оболочках для $Z \geq 10$ лежат в интервале $10^{-18} < t < 10^{-13} \text{ с}$ (рис. 5), то можно считать, что испускание характеристического рентгеновского излучения происходит из основного состояния иона. Это озна-

чает, что в электронно-ионных кольцах возникают спутниковые рентгеновские линии ионов с внешними вакансиями.

Энергетические сдвиги характеристического рентгеновского излучения. В атоме, лишенном внешних электронов, меняются энергии связи остальных электронов за счет частичного снятия экранировки кулоновского потенциала ядра и взаимодействия между электронами. Этот эффект наиболее сильно сказывается на внутренних орбиталях, отвечающих за рентгеновские переходы. Систематические

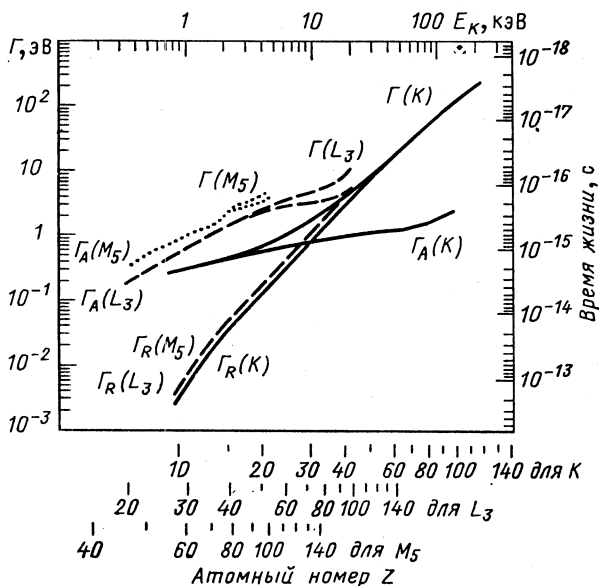


Рис. 5. Парциальные и полные ширины, энергии связи и время жизни для различных оболочек в зависимости от атомного номера Z для рентгеновских переходов (R) и переходов типа Оже (A). Ширины Γ без индекса обозначают сумму парциальных ширины ($R + A$)

релятивистские расчеты энергий связи электронов проводились по методу самосогласованного поля в приближении замороженных орбиталей с локальным потенциалом обмена электронов (метод Дирака — Фока — Слеттера) для свободных ионов всех элементов Z и степеней ионизации I [36]. Как следствие изменения энергии связи наблюдаются соответствующие энергетические сдвиги рентгеновских линий ионов относительно диаграммных линий нейтральных атомов.

На рис. 6 в качестве примера приводятся сдвиги ΔE некоторых K -линий благородных газов Ag , Kr , Xe в зависимости от числа внешних вакансий. Для высоких степеней ионизации сдвиги рентгеновских линий достигают порядка $10^1 - 10^2$ эВ, причем относительный сдвиг $\Delta E/E$ составляет 2—3% (рис. 7) и уменьшается с увеличением Z за счет усиленного экранирования внешних электронов. Та же

Рис. 6. Сдвиги энергии ΔE K -переходов характеристического рентгеновского излучения благородных газов в зависимости от степени ионизации I [37]

самая ситуация показана на рис. 8 и 9 для линий L -серии. Для низких степеней ионизации числовые значения сдвигов линий сравнимы с их естественными ширинами, и разрешение соседних сателлитов невозможно.

Абсолютные значения энергетических сдвигов K_{β} - и L -линий при одинаковых числах внешних вакансий больше, чем у K_{α} -линий (см. рис. 6 и 8). Это наблюдается и для относительных сдвигов (см. рис. 7 и 9). В то же самое время сами переходы энергетически расположены как ниже, так и выше линий K_{α} . Как правило, появление внешних вакансий более эффективно влияет на внутренние электроны. Частичное снятие внешнего экранирования центрального поля

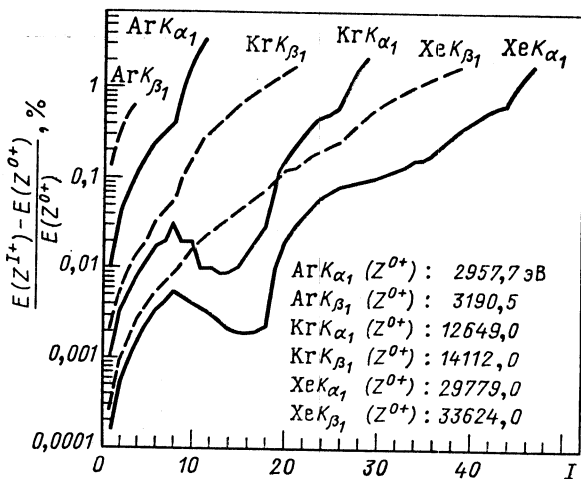
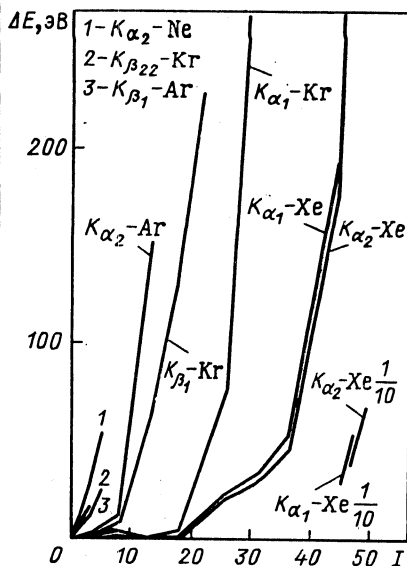


Рис. 7. Относительные энергетические сдвиги K_{α_1} - и K_{β_1} -линий для ионов со степенью ионизации I по сравнению с энергиями диаграммных линий $E(Z^{0+})$

ядра ведет к выигрышу в энергии связи, особенно внутренних электронов. Немонотонный ход сдвигов вызван ионизацией внешних d - или f -электронов с экстремально растянутыми орбитами и малой

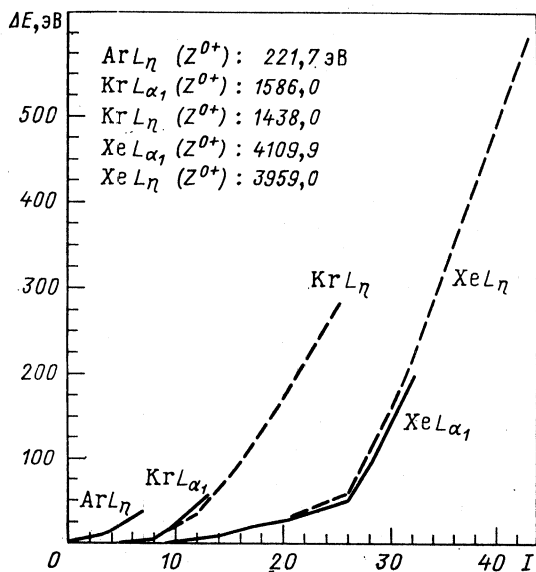


Рис. 8. Сдвиги энергии ΔE L -переходов характеристического рентгеновского излучения благородных газов в зависимости от степени ионизации I [37]

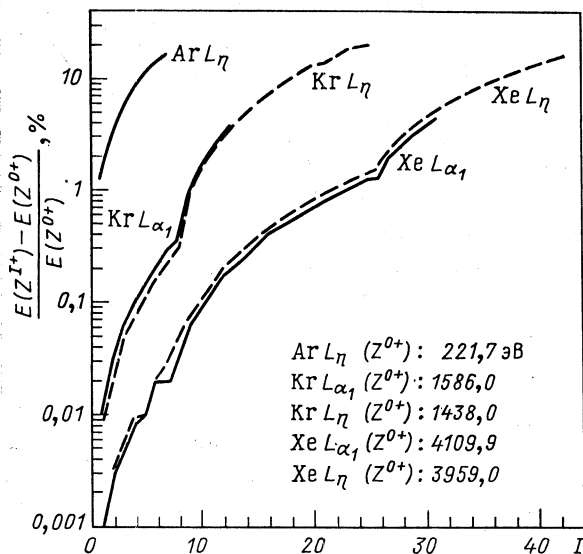


Рис. 9. Относительные энергетические сдвиги L_{α_1} -и L_{η} -линий ионов со степенью ионизации I по сравнению с энергиями диаграммных линий $E(Z^{0+})$

вероятностью их нахождения вблизи ядра [38, 39]. Эта ситуация демонстрируется на рис. 10 и 11 для K_{α_1} - и L_{α_1} -линий выбранных элементов.

Уширение линий характеристического рентгеновского излучения внешними полями. На рис. 5 изображен ход парциальных и полных ширин электронных K -, L -, M -состояний с атомным номером Z .

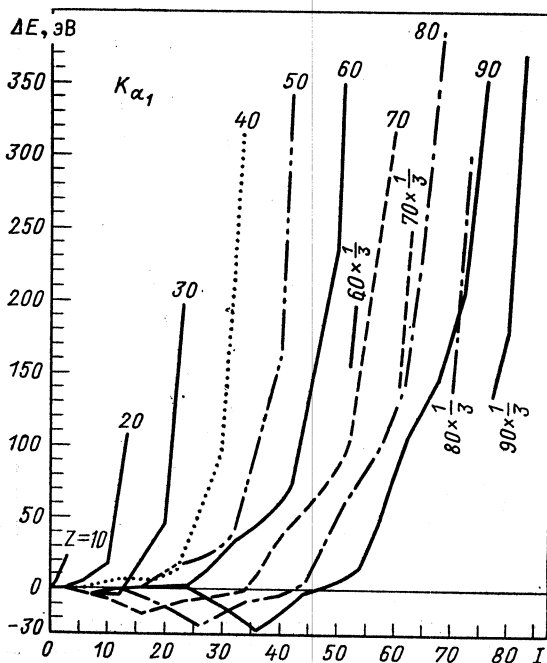


Рис. 10. Сдвиги энергии ΔE для K_{α_1} -переходов некоторых элементов в зависимости от степени ионизации I основного состояния иона

Естественная ширина рентгеновской линии складывается из парциальных радиационных ширин начального и конечного уровней. Дополнительные уширения наблюдаемых линий могут быть вызваны взаимодействием электронов с внешними электрическими и магнитными полями. Действительно, электронное кольцо удерживает ионы за счет собственного электрического поля. Кроме того, само кольцо формируется во внешнем магнитном поле адгезатора (≈ 2 Тл).

В табл. 1 указаны типичные значения напряженностей электрических и магнитных полей, воздействующих на ионы, по сравнению с напряженностью собственных полей в атомах.

Расщепления ионных уровней за счет эффектов Зеемана и Штарка при этих напряженностях внешних полей меньше собственных

ширин линий на 10^{-2} — 10^{-6} и вызывают только пренебрежимо малые уширения линий.

В электронных кольцах ионы образуются в результате электронного удара нейтральных атомов или молекул из остаточного газа.

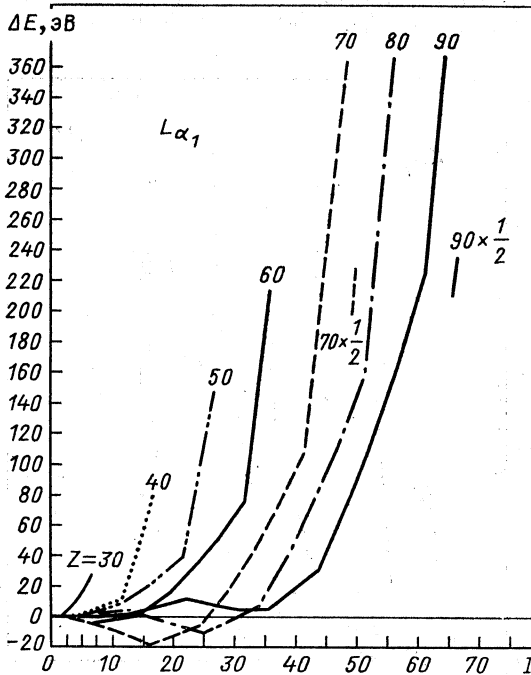


Рис. 11. Сдвиги энергии ΔE для $L\alpha_1$ -переходов некоторых элементов в зависимости от степени ионизации I основного состояния иона

Начальная энергия ионов равна энергии нейтральных атомов и на несколько порядков ниже электрического потенциала кольца. Обра-

Таблица 1. Типичные значения напряженностей электрических и магнитных полей, воздействующих на ионы, по сравнению с напряженностью полей в атомах

Тип поля	Напряженность поля		Расширение линий
	в атоме	в адгезаторе	
Магнитное	$\frac{v_e}{\mu_0 c^2} E \approx 10^6$ А/м	$ H \approx 10^6$ А/м	$\approx 10^{-4}$
Электрическое	$\frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_0^2} \approx 5 \cdot 10^{11}$ В/м	$ E \approx 2 \cdot 10^8$ В/м	$\approx 10^{-3}$

зававшиеся ионы начинают совершать колебательные движения в малом сечении кольца и подвергаются дальнейшей ионизации. В принципе, поперечное к плоскости кольца магнитное поле, столкновение с электронами и другие причины могут вызвать продольное движение ионов по азимуту кольца. Движение ионов в кольце приводит к доплеровскому уширению измеряемых линий.

Рассмотрим уширение линий за счет поперечных колебаний ионов при наблюдении через коллиматор, расположенный в плоскости кольца (рис. 12). Электроны в сечении кольца имеют неравномерную плотность, которая лучше всего описывается распределением Гаусса

$$\rho_e(r) \sim \exp(-r^2/2a_e^2).$$

Такому распределению электронов при малых факторах нейтрализации f соответствует плотность ионов [24, 82]

$$\rho_i(r) \sim \exp(-r^2/2a_i^2)/r, \quad (4)$$

где $a_i^2 = a_e^2/2I$, а среднеквадратическая скорость колебаний ионов практически не зависит от зарядности ионов:

$$\bar{v}_i^2 = \omega_i^2 a_i^2 \approx \omega_1^2 a_1^2 \approx \text{const}. \quad (5)$$

Характерная частота колебаний ионов ω_i определяется из

$$\omega_i^2 = \frac{1}{1836} \frac{I}{A} \frac{N_e}{2\pi R} \frac{r_0 c^2 a_i^2}{a_e^2 + a_i^2} (1 - f), \quad (6)$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона; A — массовое число ионов; a_e и a_i — радиусы поперечных сечений электронного и ионного колец. Откуда при $I \gg 1$ следует

$$\bar{v}_i^2 = \frac{1}{1836} \frac{r_0 c^2}{A} \frac{N_e}{2\pi R} (1 - f). \quad (7)$$

При $N_e = 10^{13}$ и $R = 2$ см ионы элемента Хе движутся со средней скоростью,

$$\bar{v}_{\text{Хе}} = 2 \cdot 10^7 \text{ см/с.}$$

По рис. 12 можно вычислять усредненную по полю зрения коллиматора компоненту скорости \bar{v}_K ионов в направлении коллиматора:

$$\bar{v}_K = \frac{\bar{v}_i}{\pi \vartheta_G} \frac{2a}{R}, \quad (8)$$

где $\vartheta_G = \arccos \frac{R-a}{R}$ — граничный угол поля зрения коллиматора. При $a = 0,15$ см получаем $\vartheta_G = 23,9^\circ$ и $\bar{v}_{\text{Хе}} \approx 2,3 \cdot 10^8$ см/с.



Рис. 12. Геометрия коллиматора вблизи электронно-ионного кольца

Уширение ΔE рентгеновской линии энергии E_x из-за эффекта Доплера есть

$$\Delta E = 2 \frac{\bar{v}_K}{c} E_x \cos \varphi, \quad (9)$$

где φ — угол между направлением движения источника излучения и направлением наблюдения.

Для этих условий уширение линии получается равным

$$\Delta E = 5,4 \cdot 10^{-4} \frac{E_x}{\vartheta_G} \sqrt[4]{\frac{I(1-f)^2}{A^2}} \quad (10)$$

и

$$\Delta E_{\max} = 1,3 \cdot 10^{-3} E_x \sqrt[4]{\frac{I}{A^2}}, \quad (11)$$

что дает для ионов ксенона в вышеназванных условиях

$$\Delta E_{\max} (K_{\alpha} - \text{Xe}^{5+}) \approx 5 \text{ эВ}. \quad (12)$$

В табл. 2 сравниваются максимальные доплеровские уширения K_{α_1} - и L_{α_2} -линий некоторых ионов с их естественными ширинами.

Таблица 2. Сравнение максимальных доплеровских уширений K_{α_1} и L_{α_1} -линий некоторых ионов с зарядностью I с их естественными ширинами ω_{λ}

Ион	$I = Z - 1$	$\omega_{\lambda} (K_{\alpha_1}), \text{эВ}$	$\Delta E, \text{эВ}$	$\omega_{\lambda} (L_{\alpha_1}), \text{эВ}$	$\Delta E, \text{эВ}$
^{18}Ag	17	0,8	1,2	0,1	0,09
^{36}Kr	35	3,9	4,4	1,2	0,5
^{54}Xe	53	14,6	9,1	3,1	1,2
^{78}Au	78	57,4	18,9	5,4	2,7
^{92}U	91	103,5	25,6	7,4	3,5

Видно, что вклад эффекта Доплера в полную ширину эмиссионных линий при наблюдении только верхней части кольца (рис. 12) составляет для легких ионов около 30—50%, а для тяжелых 15—20%.

Уширения линий для однозарядных ионов принимают значения на уровне 30—50% максимальных и тем самым дают небольшой вклад в полную ширину. С другой стороны, если наблюдается одновременно полное электронно-ионное кольцо, уширения линий на порядок больше по отношению к (9) и становятся сравнимыми с естественными ширинами ω_{λ} . Это затрудняет разрешение рентгеновских линий соседних степеней ионизации в значительной мере.

Необходимость ограничения доплеровского уширения линий уменьшает полную наблюдаемую интенсивность характеристического рентгеновского излучения ионов на электронно-ионных кольцах. Коллимация исследуемого излучения ведет к снижению эффек-

тивности использования кольца как источника на фактор

$$T = \vartheta_G/\pi, \quad (13)$$

который в реальных условиях принимает значения $T \approx 0,1$. Число зарегистрированных рентгеновских квантов некоторой линии за временной интервал τ оценивается формулой [31]

$$N_x = \sigma_{nlj} N_i N_e \frac{v_e \tau}{2\pi^2 a^2 R} \omega_{nlj} S T, \quad (14)$$

где σ_{nlj} — сечение ионизации подболочки с квантовыми числами (nlj) ; ω_{nlj} — вероятность радиационного распада возбужденного иона с испусканием кванта наблюдаемой линии; S — светосила измерительного прибора,

$$S = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \eta e^{-\mu x}, \quad (15)$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол регистрации; η — эффективность регистрации прибора при энергии наблюдаемого излучения; $\mu = \mu(E_x)$ — суммарный коэффициент поглощения излучения в пройденных материалах. Для оценки в качестве примера берем ксенон, так что

$$\sigma_{101/2} = 5 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2;$$

$$\omega_{101/2} = 0,9.$$

Можно оценить необходимое значение произведения светосилы измерительного прибора на время жизни кольца

$$S\tau \geq N_x \cdot 2,2 \cdot 10^{-12}, \quad (16)$$

чтобы зарегистрировать N_x квантов излучения за цикл в адгезаторе. Для ускорительного режима КУТИ-20 имеет $\tau = 500$ мкс и

$$S \geq N_x \cdot 4,4 \cdot 10^{-9}, \quad (17)$$

а для режима адгезатора со специально удлиненным временем удержания кольца $\tau = 30$ мс

$$S \geq N_x \cdot 7,3 \cdot 10^{-11}. \quad (18)$$

Пропорциональность $N_x \sim \tau$ обосновывает требование увеличения времени жизни кольца и со стороны эффективности использования электронно-ионных колец как источника для исследований характеристического рентгеновского излучения высокозарядных ионов.

3. ПРИМЕНЕНИЕ КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Условия для спектрометрических измерений характеристического рентгеновского излучения высокозарядных ионов на различных типах ионных источников (электронно-ионные кольца; электронно-лучевые источники; лазерные источники ионов; плазменные источники на основе электронно-циклотронного резонанса; обдирка ионов

в пучках ускорителей тяжелых ионов; получение высокозаряженных ионов в энергетических ионно-атомных столкновениях и т. д.) принципиально не очень различаются:

а) обычно объектом исследования является ансамбль высокозарядных ионов с определенным распределением интенсивности ионов по нескольким степеням ионизации I (см. разд. 1);

б) зарядовая дисперсия ΔI составляет несколько единиц;

в) условия возбуждения рентгеновских состояний для различных зарядов ионов сходные;

г) спектры характеристического рентгеновского излучения из-за существования ΔI сложные;

д) интенсивность рентгеновского характеристического излучения умеренная;

е) регистрация излучения возможна в относительно маленьких телесных углах.

Исходя из этого, можно сформулировать общие требования к методу измерения:

а) высокая энергетическая разрешающая способность спектрометра для идентификации линий больших зарядовых состояний ионов;

б) большая светосила спектрометра для оптимизации эффективности измерений;

в) высокая стабильность аппаратуры в течение довольно длительных времен измерений.

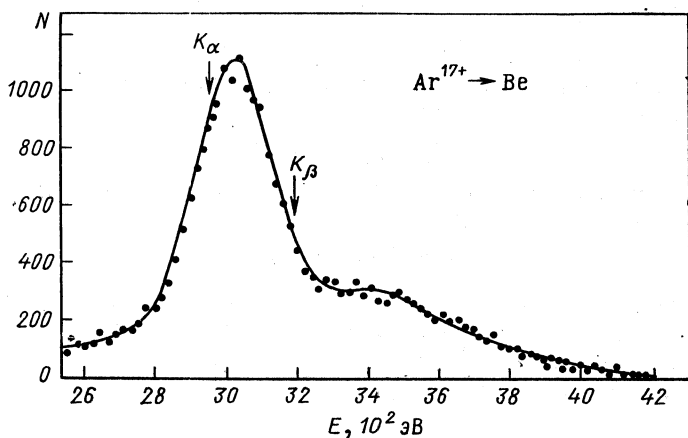


Рис. 13. Спектр излучения нейтрализации аргона при реакции $\text{Ar}^{17+} \rightarrow \text{Be}$, полученный при помощи сверхчистого Ge-детектора

Ограничение возможности спектрометрии с помощью полупроводниковых детекторов (ППД) иллюстрируется на рис. 13. Ширины измеренных линий определяются разрешением спектрометра. Они намного превосходят как собственные ширины рентгеновских пере-

ходов, так и энергетическое расщепление тонкой структуры. Исследование спутанных линий, соответствующих различным распределениям вакансий в электронных оболочках и выявляющихся в виде дополнительных структур в спектрах, встречает большие трудности и осуществимо с помощью полупроводниковых детекторов только «инклюзивно».

Самой высокой разрешающей способностью и прецизионностью в энергетической области рентгеновских переходов ионов обладает кристалл-дифракционный спектрометр (КДС) [31, 41]. В нем используется дифракция рентгеновских волн на кристаллических плоскостях монокристаллов. Появление дифракционных максимумов подчиняется закону Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta_n, \quad (19)$$

где d — межплоскостное расстояние кристаллической решетки; ϑ_p — угол Брэгга; n — порядок дифракционного максимума. Однозначная связь между углом Брэгга и длиной волны дает возможность определения энергии рентгеновских линий

$$E_x = \frac{ch}{\lambda} \quad (20)$$

(c — скорость света в вакууме; h — постоянная Планка) посредством точного измерения угла ϑ_n . При этом точность определения λ

$$\left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| = \cos \vartheta \Delta\vartheta \quad (21)$$

зависит только от угла ϑ и его смещения $\Delta\vartheta$, если пренебречь температурной зависимостью

$$\Delta d = \alpha \Delta T, \quad (22)$$

где α — коэффициент растяжения применяемого кристалла; T — температура кристалла.

Точность определения энергии еще зависит от погрешностей определения фундаментальных констант [42]

$$\left| \frac{\Delta E}{E} \right| = \left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| + \left| \frac{\Delta(ch)}{ch} \right|, \quad (23)$$

которыми из-за малости по сравнению с другими погрешностями в дальнейшем пренебрегается. Из закона Брэгга (19) следует динамический диапазон измеряемых λ для определенного кристалла-анализатора:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{\max} (\cong E_{\min}) &< 2d; \\ \lambda_{\min} (\cong E_{\max}) &= 2d\vartheta_{\min}, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где ϑ_{\min} — минимальный реализуемый угол спектрометра (обычно около 5°). Так как угловая дисперсия разложения кристаллом излучения в спектр

$$\frac{\Delta\vartheta}{\Delta\lambda} = \frac{n}{2d \cos \vartheta_n} \quad (25)$$

уменьшается с увеличением φ_n (рис. 14), разрешающая способность КДС также уменьшается. Это и следует из (21) и может привести к дополнительным ограничениям полезного динамического диапазона. Хотя угловая дисперсия и E_{\max} больше для более высоких порядков n , отражательная способность кристаллов при этом падает

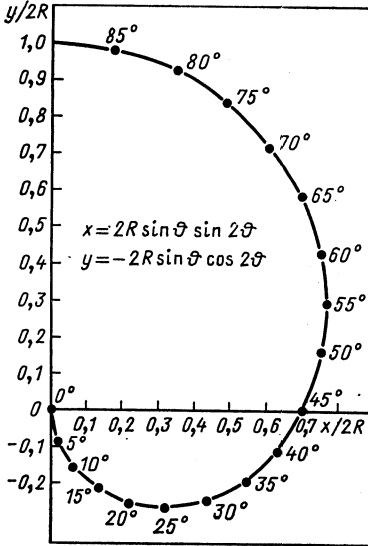


Рис. 14. Траектория движения детектора в КДС:

φ — угол Брэгга, R — радиус фокального круга. Указана кривая для такого технического решения кинематики КДС, которое позволяет сохранять направление от источника к кристаллу в процессе измерения, что является необходимым условием для работы с внешними неподвижными источниками излучения

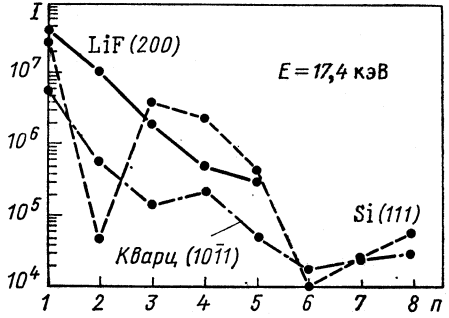


Рис. 15. Зависимость интенсивности рентгеновских рефлексов I от порядка отражения n при энергии рентгеновских квантов 17,4 кэВ ($Mo - K_{\alpha}$) для LiF (200), кварца (1011) и Si (111) [43]

[43] (рис. 15). Это ухудшает отношение измеряемого эффекта к фону и уменьшает эффективность измерения. Следовательно, применение кристалл-дифракционного метода для систематических исследований неизбежно требует наличия определенного набора кристаллоанализаторов, реализующих различные значения d .

Сравнение разрешающих способностей КДС и ППД моделировано на рис. 16 для линий $L_{\alpha 1}$ ионов $Kr^{8+} \div Kr^{12+}$. Видно, что структура суммарной линии, измеренной ППД, разрешается КДС, если предполагать, что измерение проводится при достаточно больших φ . Это можно, например, осуществлять, используя кристаллы $SiO_2 (10\bar{1}0)$. На рис. 16 не указаны линии $L_{\alpha 2}$, которые сдвинуты по отношению к $L_{\alpha 1}$ на расстояния, сравнимые с собственными ширинами, что дополнительно усложняет картину. Разложение подобных спектров на отдельные компоненты с помощью математических подгоночных процедур сильно зависит от статистики [44]. Кроме того, при этом требуются определенные аналитические предположения

о форме измеренных линий, что часто не соответствует физической картине процесса измерения кристалл-дифракционным методом из-за сложности аппаратных кривых КДС [45, 46].

Однако область вариации искомых параметров линий в спектрах можно существенно ограничить, руководствуясь современными расчетными данными о сдвигах рентгеновских линий в зависимости от

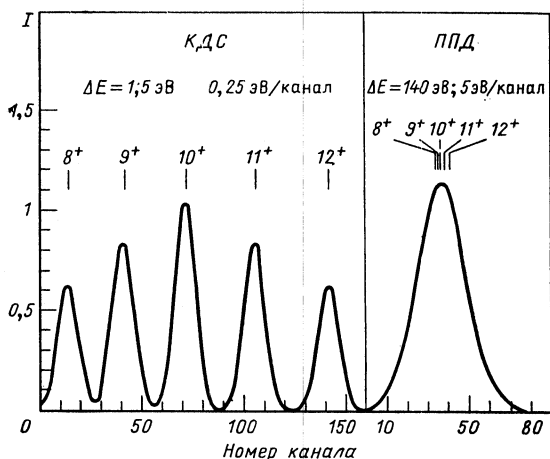


Рис. 16. Сравнение разрешающих способностей КДС и ППД на примере ионного ансамбля Kr^{8+} до Kr^{12+} для L_{α_1} -линии при $\Delta\omega = 3 \text{ эВ}$ (ΔE — энергетическое разрешение спектрометра)

степени ионизации [36]. Процесс обработки сложного дифракционного спектра тогда следует провести по такой схеме:

а) моделирование аппаратной кривой КДС в области углов θ , где проводится измерение, и для конкретных параметров установки в выбранной геометрии по методам, указанным в [45, 46];

б) развертка измеренного спектра, т. е. получение неискаженного процессом измерения эмиссионного спектра источника;

в) разложение этого спектра на отдельные компоненты, с определенными предположениями о форме линий, их энергетических положениях в спектре и т. д. Возможность последовательной обработки дифракционных спектров рентгеновского характеристического излучения ансамбля высокозарядных ионов по указанной принципиальной схеме еще необходимо подвергнуть подробному исследованию. Методика обработки становится сложной, если спектр состоит из многих компонент различной интенсивности, расположенных близко друг к другу, и если статистика измеренного спектра маленькая. Такая ситуация ожидается для недостаточно высокоионизованных атомов. Тогда возможно определение лишь усредненных величин по всему ионному ансамблю.

Выбор типа использованного КДС по схеме Брэгга или Лауэ следует провести при одновременном учете энергий рентгеновских линий исследуемых ионов и их собственных ширин в зависимости от Z и I . Как показано в разд. 1, высокие зарядовые состояния на электронно-ионных кольцах достигаются для легких и средних Z , где энергия K -переходов лежит в интервале около 1—20 кэВ. В этот диапазон входят и L -линии средних и тяжелых и M -линии тяжелых ионов. Учитывая ход собственных ширин этих линий (см. рис. 5) с изменением Z , целесообразно выбирать отражающий вариант КДС типа Брэгга.

Высокой угловой дисперсии можно достигать на более сложных плоскостях кристаллов LiF и SiO_2 с маленькими межплоскостными расстояниями $d \approx 0,1$ нм. Однако для кристаллов с большими d и для измерения K -линий более тяжелых ионов надо работать на более высоких порядках отражения n [43], что связано с уменьшением отражательной способности кристаллов.

Кристалл-дифракционный метод в большей степени, чем полупроводниковые детекторы (ППД), требует целенаправленной оптимизации варьируемых параметров в эксперимент, таких, как:

- динамический диапазон;
- разрешение;
- светосила (время измерения);
- геометрия измерения;
- способ регистрации анализируемого излучения;
- режим измерения и т. д.

Противоидущие зависимости некоторых параметров делают необходимыми компромиссные решения, направленные на получение конкретного результата измерения. Так, например, для применения процедуры обработки спектров нужна определенная статистика событий [44], чтобы получить характеристики спектров (положение и полуширина линии) с необходимой «математической» точностью. Высокое разрешение, однако, достигается только ограничением светосилы и тем самым увеличением времени измерения.

Обсудим далее применение кристалл-дифракционного метода в случае фокусирующего КДС типа Брэгга для исследования спектров характеристического рентгеновского излучения высокозарядных тяжелых ионов.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОКУСИРУЮЩЕГО КДС ТИПА БРЭГГА

В ОИЯИ в 1984 г. был запущен фокусирующий КДС в геометрии Иоганссона (рис. 17), который может работать в диапазоне углов $7 \leq \vartheta \leq 70^\circ$ [32]. Прибор полностью автоматизирован и управляется программно мини-ЭВМ [47, 48]. Техническое решение кинематики КДС позволяет сохранять направление от источника к кристаллу при изменении угла ϑ (см. рис. 14) [49], что является необходимым условием для работы с «внешними» неподвижными источниками излу-

Рис. 17. Фокусирующий КДС в геометрии Йоганссона [25, 26]:

S — диафрагма, K — кристалл, D — детектор. Индексы 1 и 2 обозначают различные позиции узлов при разных углах Брэгга

ния (ионные источники, ускорители и т. д.). При этом входная щель перемещается вдоль прямой, а детекторная щель совершает синхронное движение по циклоиде, чтобы для любых ϑ в указанном диапазоне выполнялось условие фокусировки. Это означает, что обе щели и поверхность изогнутого кристалла всегда находятся на фокальном круге Роуанда, радиус которого в данном случае составлял $R_F = 324$ мм.

Точность измерения и калибровка КДС. От точности установки угла Брэгга ϑ_n и его повторяемости зависит точность определения λ рентгеновского излучения. Поэтому узлы установки и измерения ϑ в КДС являются прецизионными оптомеханическими системами, реализующими изменение позиции элементов с погрешностями порядка 1 мкм или 1 угловой секунды (прецизионные гониометры с шаговыми двигателями, пьезопроводы [50], лазерный интерферометр [51, 52], оптомеханические измерители передвижения и поворота [53, 54]).

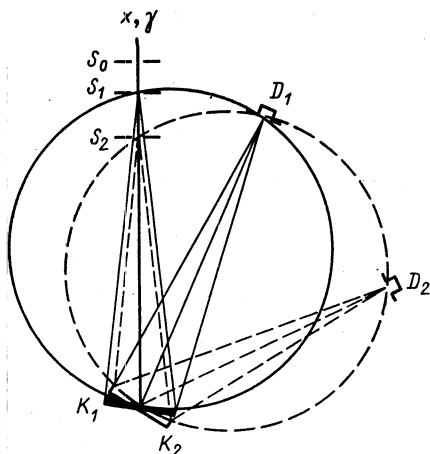
С помощью фокусирующих КДС можно проводить относительное измерение длины волны λ рентгеновского характеристического излучения. Для калибровки спектрометра нужен набор стандартных (эталонных) линий λ_i , которые надо снимать в идентичных с последующим измерением геометрических условиях, чтобы избежать систематических погрешностей. Как правило, для этого требуется вспомогательная аппаратура, например рентгеновская трубка для возбуждения флюоресцентных линий.

В общем случае калибровочную кривую $\lambda = f(\vartheta)$ можно представить в виде

$$f(\vartheta) = a_0 + a_1 \sin \vartheta + a_2 \vartheta^2 + a_3 \vartheta^3 + \dots, \quad (26)$$

где [кроме второго члена, следующего из закона (19)] учитываются некоторые поправки, связанные с аппаратными эффектами (например, абберациями). Тогда с помощью эталонных линий λ_i определяют коэффициенты a_i . На самом деле угол ϑ отсчитывают относительно некоторого нулевого положения ϑ_0 , т. е. $\vartheta = \vartheta_0 + \delta\vartheta$, и ϑ_0 появляется как дополнительный неизвестный параметр в (26).

В работе [51] исследовалась калибровочная процедура для случая, когда угол ϑ измеряется лазерным интерферометром. Поправки



в этом случае возникают из-за допусков оптических элементов. После определения коэффициентов a_i калибровочной кривой можно путем уравнительного вычисления найти улучшенные значения измерения величины $\sin \theta$. Точность этих значений тогда зависит только от погрешностей эталонных линий. Необходимо, однако, примерно в 2 раза большее количество калибровочных линий, чем число определяемых коэффициентов. Поэтому целесообразность составления функции типа (26) исследовалась в работе [55]. Была найдена корреляция между коэффициентами при определенных степенях угла θ в (26) и результатом калибровки. Это позволяло выделить главные поправочные члены и сократить число коэффициентов a_i .

Угол отражения от плоскостей кристалла-анализатора θ для некоторой линии λ из измеренного углового распределения спектра определяется как центр тяжести рефлекса. Поэтому статистика измеренного спектра и фоновые условия непосредственно влияют на достигаемую точность определения положения линий (т. е. энергии), что является ограничивающим фактором при низкой скорости счета.

Геометрические абберации. Рассмотрим подробнее процесс измерения на КДС. Если известны все геометрические размеры элементов КДС и источника (например, расстояния, ширины щелей, габариты кристалла, радиус R_F и т. д.); источник излучения спектра $e(\lambda)$; определена длина волны излучения λ , которая проходит через входную щель КДС и падает под углом φ на кристаллическую поверхность анализатора, также известно, что между φ и λ выполняется условие (19), т. е. рентгеновский квант отражается кристаллом соответственно его отражательной способности; отраженное излучение проходит детекторную щель и регистрируется счетчиком с эффективностью $\varepsilon(\lambda)$, тогда вероятность регистрации событий при угле установки КДС θ можно представить в следующем виде [56]:

$$p(\theta) = \int_{\varphi=0}^{\pi/2} \int_{\lambda=0}^{\infty} g(\varphi, \theta) \varepsilon(\lambda) e(\lambda) r(\lambda, \varphi) d\lambda d\varphi, \quad (27)$$

что демонстрируется на рис. 18. Геометрический фактор $g(\varphi, \theta)$ представляет собой распределение всевозможных реализованных углов отражения φ при определенном фиксированном угле установки КДС θ . Он вызывает искажение спектра $e(\lambda)$, т. е. формы линий, в процессе измерения из-за конечных размеров элементов спектрометра (геометрические абберации).

Влияние функции $g(\varphi, \theta)$ на достигаемое разрешение фокусирующего КДС исследовалось в работе [46] методом статистического моделирования. При этом пренебрегалось явлениями, связанными с кристаллической структурой, процессами экстинкции и поглощения излучения. Тогда выражение (27) упрощается:

$$p(\theta) = \int_{\varphi=0}^{\pi/2} g(\varphi, \theta) f(\varphi) d\varphi \quad (28)$$

и представляет собой свертку регистрируемого спектра $f(\varphi)$ при угле ϑ с некоторой геометрической функцией отклика $g(\varphi, \vartheta)$.

Программой VERDI [46] моделировались распределения $g(\varphi, \vartheta)$ в конкретных условиях измерения для ϑ , равного 20, 40, 60, 80° (рис. 19). Были вычислены сдвиги центров тяжести распределений

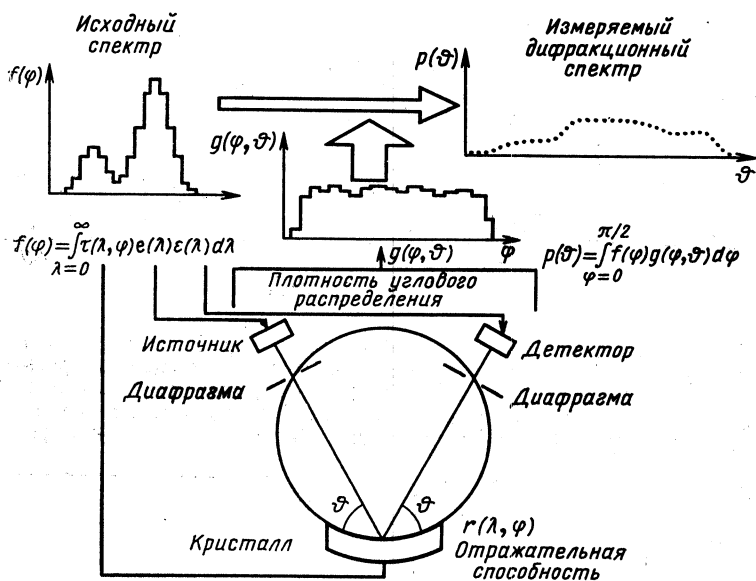


Рис. 18. Влияние геометрии эксперимента и свойств спектрометра на результат измерения [46]

φ_s по отношению к углу установки ϑ КДС и дисперсии $\delta\varphi_s$; H определена как геометрическая эффективность регистрации событий.

На рис. 20 представлены зависимости величин φ_s , $\delta\varphi_s$, H от угла ϑ . Видно, что сдвиги рефлексов велики при больших углах. Единице угла на рис. 20 соответствует энергетический интервал порядка 0,1 эВ при маленьких и 0,01 эВ при больших ϑ для имеющегося КДС с кристаллом SiO_2 (1340).

Дисперсии распределений $g(\varphi, \vartheta)$ увеличиваются при уменьшении ϑ . Так как ширина измеряемого рефлекса связана с шириной распределения $g(\varphi, \vartheta)$ (28), отсюда следует ограничение достигаемого разрешения КДС.

В качестве примера на рис. 21 показаны зависимости геометрических ширин дифракционных рефлексов от угла установки ϑ для фокусирующего КДС типа Иоганссона с радиусом фокальной окружности $R_F = 100$ мм. В качестве другого кристалла был выбран также кварц SiO_2 (1340). Видно, что в области углов $\vartheta \leq 30^\circ$ рефлексы широкие и, следовательно, разрешение там сильно ухудшается.

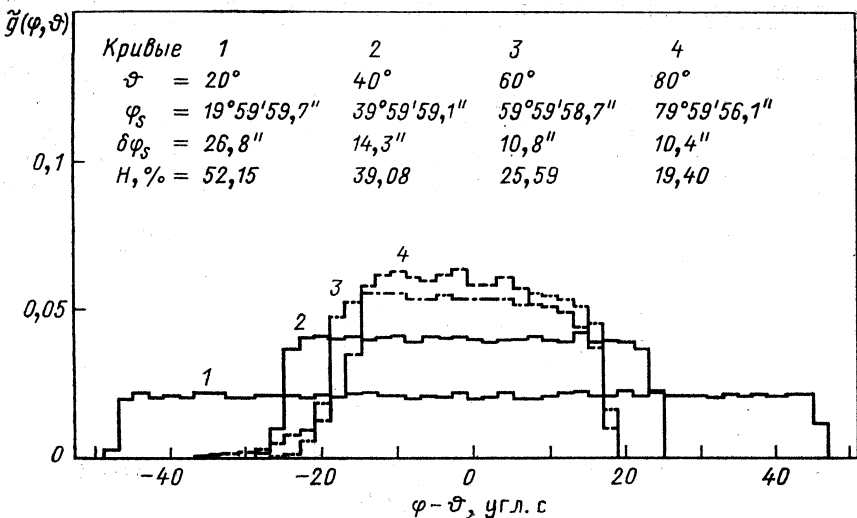


Рис. 19. Моделирование геометрической функции $\tilde{g}(\varphi, \vartheta)$ дубненского КДС для различных угловых позиций спектрометра ϑ . Принимались для диафрагмы детектора и входной диафрагмы размеры $0,1 \times 10$ мм, для кристалла 10×40 мм, а радиус фокального круга составлял 324 мм. Форма источника — прямоугольник размером $0,1 \times 10$ мм, расположен вне фокального круга

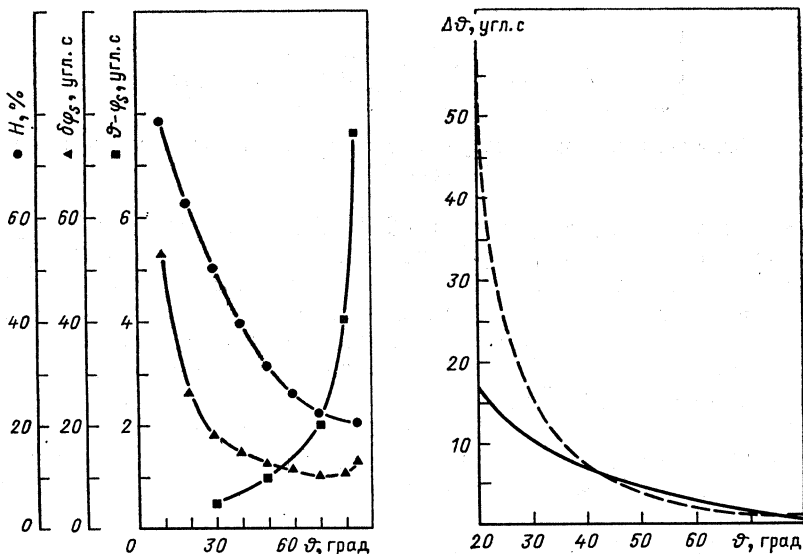


Рис. 20. Зависимости величин φ_s , $\delta\varphi_s$ и H от угла ϑ . Параметры спектрометра см. в подписи к рис. 19

Рис. 21. Зависимости геометрических ширин дифракционных рефлексов $\Delta\vartheta$ от угла установки спектрометра ϑ для фокусирующего КДС типа Иоганссона с радиусом фокальной окружности $R_F = 100$ мм:

сплошная кривая — плоский кристалл; штриховая — фокусирующий кристалл

До сих пор мы рассматривали дифракцию рентгеновского излучения на кристаллических плоскостях как процесс, подчиняющийся законам геометрической оптики. Такой подход позволял выделить чисто геометрические эффекты и исследовать их влияние на разрешение КДС в отдельности. В реальных измерениях на фокусирующих КДС они действительно часто являются доминирующими.

Геометрические aberrации КДС с изогнутыми кристаллами были исследованы аналитически в работах [45, 57, 58] в условиях точечных или малых источников, расположенных на фокальной окружности. Такая идеализация позволяет сделать определенные приближения при выводе формул, связывающих aberrационные эффекты с параметрами прибора, что позволяет оптимизировать приборы и сравнивать их интегральные параметры между собой (например, энергетическое разрешение, светосила и т. д.).

Разрешение КДС. Ширину аппаратурной кривой КДС и связанную с ней возможность разрешения рентгеновских линий можно оценить, используя выражение (21) в виде

$$\Delta\lambda = \lambda \operatorname{ctg} \theta \Delta\theta. \quad (29)$$

Смещение угла $\Delta\theta$ состоит из нескольких слагающих компонент [59, 60]:

$$\Delta\theta = \Delta\theta_K + \Delta\theta_A + \Delta\theta_\lambda, \quad (30)$$

$\Delta\theta_K$ представляет собой вклад от кристаллической структуры, что на практике является качественным параметром материала мозаичного кристалла. $\Delta\theta_A$ — уширение линии из-за конечных размеров элементов КДС; геометрические aberrации были рассмотрены выше. $\Delta\theta_K + \Delta\theta_A$ являются аппаратурными параметрами. Разрешимость рентгеновских линий ограничивается еще их собственными ширинами $\Delta\theta_\lambda$ (см. рис. 5) [61, 62].

Для некоторых кристаллических анализаторов в табл. 3 приведены типичные мозаичности [58, 62]. Вызванные этими величинами

Таблица 3. Типичные мозаичности некоторых кристаллов [58, 62]

Кристаллическая плоскость	$2d, \text{Å}$	Γ	$\Delta\theta_K, 10^{-4} \text{ рад}$	Рентгеновская линия	$\Delta E_\lambda, \text{эВ}$	$\Delta E_K, \text{эВ}$
LiF (200) (220) (420)	4,0276	0,2	5—20	Br— K_{α_1}	3,4	22 ÷ 88
	2,84	0,1	20		—	60
	1,79	—	—		—	—
SiO ₂ (1010) (1011) (1340) (5052)	8,50967	—	—	Cu— K_{α_1}	2,1	13
	6,68637	0,5	3			10
	2,36013	—	—	Mo— K_{α_1}	5,86	2,8
	1,624	—	—			11
Ge (111)	6,532	0,7	3	Cu— K_{α_1}	2,1	10

уширения ΔE_K выбранных линий сравниваются с собственными ширинами ΔE_λ . Указаны и удвоенное межплоскостное расстояние $2d$, и коэффициент отражения Γ для первого порядка, $n = 1$ [см. (19)].

Интенсивности потоков для более высоких порядков отражения на кристаллических плоскостях из часто используемых для анализаторов материалов, таких, как SiO_2 , LiF , Ge , Si и т. д., были исследованы в [43]. Были рассчитаны отражательные способности кристаллов с помощью программы PBRAG [63], и результаты расчетов сравнивались с данными, полученными экспериментально. Обобщая результаты, можно заключить, что интенсивности отражения на более высоких порядках отражения $n = 2, 3, 4, 5 \dots$ для таких кристаллов, как LiF и кварц, почти монотонно падают с увеличением n , а кристаллы Si и Ge характеризуются немонотонной зависимостью отражательной способности от n . Наблюдаются минимумы для n , равного 2, 6 и максимумы для n , равного 3, 4, 5, причем разница между минимумом и максимумом достигает значения порядка 10^2 [43, 63]. Учитывая, что угловая дисперсия разложения излучения линейно зависит от порядка отражения n [см. (25)], в конкретных условиях может оказаться выгодным работать при более высоких n , выигрывая при этом в разрешении за счет некоторого проигрыша в интенсивности.

Светосила. В табл. 4 [29] представлены типичные значения энергетического разрешения и эффективности различных детекторов рент-

Таблица 4. Энергетическое разрешение ΔE и полная эффективность ε различных спектрометров для выбранных энергий рентгеновского излучения [29]

Детектор	Параметр	Энергия рентгеновского излучения, кэВ		
		10	50	100
Сверхчистый германий HPGe	ΔE , эВ ε	190 $1,8 \cdot 10^{-3}$	300 $2,0 \cdot 10^{-3}$	400 $8,0 \cdot 10^{-4}$
Ge (Li) 1 см ³	ΔE , эВ ε	270 $1,8 \cdot 10^{-3}$	360 $2,0 \cdot 10^{-3}$	475 $8,0 \cdot 10^{-4}$
Si (Li) 30 мм ² × 4 мм	ΔE , эВ ε	180 $1,8 \cdot 10^{-3}$	— $3,8 \cdot 10^{-4}$	— $2,4 \cdot 10^{-5}$
NaI (Tl) 7,62 × 7,62 см	ΔE , кэВ ε	— —	2 $1,0 \cdot 10^{-1}$	4,5 $8,0 \cdot 10^{-2}$
КДС	ΔE , эВ ε	8 $4,0 \cdot 10^{-6}$	30 $3,0 \cdot 10^{-7}$	200 $6,0 \cdot 10^{-8}$

геновского излучения в энергетической области от 10 до 100 кэВ, представляющей особый интерес для спектрометрии рентгеновского

излучения высокозарядных ионов. На рис. 22 показаны относительные эффективности регистрации различных ППД, на

Рис. 22. Зависимость эффективности регистрации полупроводниковых детекторов η от энергии излучения E . На рисунке указан тип полупроводниковых детекторов и для низких энергий предельная измеряемая энергия, определяемая поглощением излучения в Ве-окнах детекторов различной толщины

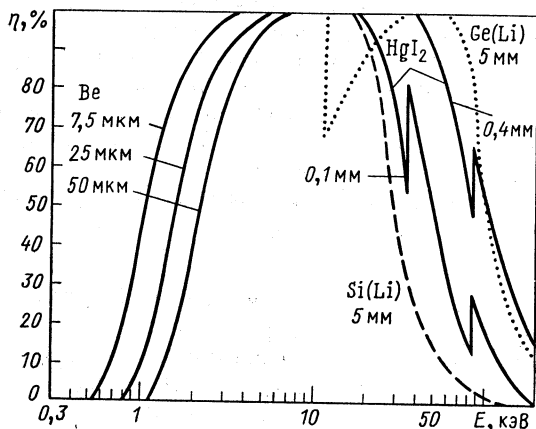


рис. 23 — относительные эффективности пропорциональных и сцинтилляционных счетчиков и на рис. 24 — относительное энер-

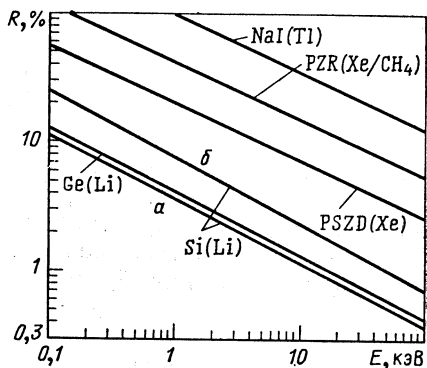
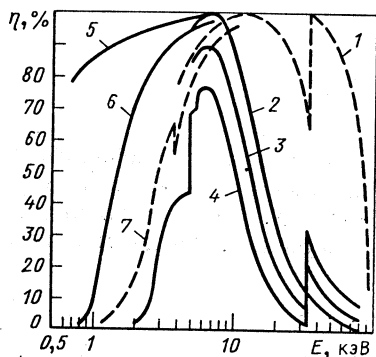


Рис. 23. Зависимость эффективности регистрации η от энергии излучения E : 1 — сцинтилляционный счетчик NaI (Tl) толщиной 10 мм; 2 — пропорциональный счетчик (ПЧ) с наполнением Xe/CH₄ с давлением $p = 760$ мм рт. ст.; 3 — ПЧ с наполнением Xe/CH₄ с $p = 300$ мм рт. ст.; 4 — ПЧ с наполнением Xe/CH₄ с $p = 300$ мм рт. ст.; 5 — поглощение излучения майларом толщиной $t = 1$ мкм; 6 — поглощение излучения майларом с $t = 5$ мкм; 7 — поглощение слюдой с $t = 5$ мкм

Рис. 24. Относительное энергетическое разрешение R различных детекторов в зависимости от энергии излучения E :

PZR — ПЧ с наполнением Xe/CH₄; PSZD — пропорционально-сцинтилляционный счетчик с наполнением Xe; Si(Li) — практический диапазон разрешения Si(Li) детектора; а — с охлаждением жидким азотом; б — с термоэлектрическим охлаждением

гетическое разрешение различных детекторов как функции энергии падающего на детектор излучения. Очевидно, что измерение мягкого излучения является особенно сложным, так как для этого требуются

очень тонкие детекторные окна с высоким коэффициентом прохождения и особенно тонкие мертвые слои детектора.

Сравнивая параметры КДС с полупроводниковыми детекторами, мы видим, что улучшение разрешения на 1—2 порядка сопровождается уменьшением эффективности на 3 порядка и больше. Экспериментальная ситуация однозначно характеризуется параметром светосилы S установки, определяемым как отношение зарегистрированных спектрометром событий к числу испущенных источником рентгеновских квантов.

В работе [64] светосила КДС определена выражением [см. (15)]:

$$S = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{R_i}{\omega} \varepsilon_D e^{-\mu x}, \quad (31)$$

где $(\Delta\Omega)$ — эффективный телесный угол отражения кристалла-анализатора; R_i — интегральная отражательная способность кристалла; ω — ширина дифракционного рефлекса; ε_D — эффективность регистрации счетчика; μ — линейный коэффициент поглощения излучения в материалах. В предположении, что дифракционная линия аппроксимируется распределением Гаусса, — это имеет место для мозаичных кристаллов, определение коэффициента отражения Γ [58]

$$\Gamma = R_i/\omega,$$

где

$$R_i = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(\varphi)}{I_0} d\varphi, \quad (32)$$

означает усреднение интегральной отражательной способности по ширине рефлекса, если $I(\varphi)/I_0$ — отношение интенсивности отраженного излучения кристаллом под углом φ к интенсивности I_0 падающего на кристалл под углом ϑ излучения. Тогда максимум дифракционной линии будет

$$\Gamma_{\max} = \Gamma/1,07. \quad (33)$$

Поэтому использование табулированных значений Γ_{\max} для коэффициента отражения [58, 65] в (31) приводит к погрешности в определении S порядка 10%.

Упругий изгиб фокусирующих кристаллов увеличивает мозаичность по отношению к плоским кристаллам (упругая мозаичность, см. [58]). Эффективный телесный угол отражения $\Delta\Omega$ зависит от ширины распределения блоков мозаики кристалла ω_K . В случае малой входной диафрагмы фокусирующего КДС имеем

$$\Delta\Omega = \Delta\alpha\Delta\beta, \quad (34)$$

где $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$ — максимальные допустимые горизонтальная и вертикальная расходимости лучей, отраженных кристаллом. Так как

$$\Delta\alpha = \omega_K; \quad \Delta\beta = 2\sqrt{\omega_K \operatorname{ctg} \vartheta}, \quad (35)$$

следует, что для каждого угла установки КДС ϑ на кристалле-анализаторе существует определенная зона отражения. Лучи, имеющие соответствующую углу ϑ длину волны λ , могут быть отражены кристаллом тогда, когда они падают на эту зону. При этом веса, с которыми осуществляют свой вклад отдельные маленькие элементы этой зоны в общий счет событий, не одинаковы, а зависят от их освещения и направления блоков мозаики. Надо подчеркнуть, что $\Delta\Omega$ не идентично с геометрической апертурой кристалла и зависит от угла ϑ . Поэтому светосила КДС также есть функция угла, т. е. $S = S(\vartheta)$, и, следовательно, коррелирована с энергией исследуемого излучения.

Зоны отражения были вычислены аналитически в предположении, что падающие на кристалл моноэнергетические рентгеновские лучи могут отклоняться от угла ϑ на $\pm \omega_K/2$. Такой же результат был получен статистическим моделированием функции $g(\varphi, \varphi)$ [66], когда составлялся растр отраженных от кристалла событий по маленьким угловым интервалам $\delta\varphi_i = \varphi_i - \varphi_{i-1}$ вблизи угла установки ϑ . Здесь автоматически получаются и веса элементов зоны отражения как отношение числа событий от лучей, отраженных в интервале $\delta\varphi_i$, к общему числу событий.

Оба подхода являются предельными и взаимодополняющими, как так в природе нет строго моноэнергетического излучения, а в реальных экспериментах нет ни точечного источника, ни геометрического отражения излучения от кристалла. Анализ разрешимости двух близких рентгеновских линий для конкретных экспериментальных условий измерения на фокусирующих КДС и точное определение светосилы установки поэтому являются нетривиальными задачами. Факторизация функции отклика КДС (27) указывает на искажение измеренного спектра $p(\vartheta)$ по отношению к спектру источника $e(\lambda)$ как по форме, так и по интенсивности. Поэтому достоверное воспроизведение (особенно сложного) спектра $e(\lambda)$ из $p(\vartheta)$ еще нуждается в уточнении.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ФОКУСИРУЮЩЕМ КДС

Рассмотрим разрешение некоторых наиболее интенсивных рентгеновских переходов в ионизованных атомах с помощью фокусирующего КДС. В качестве кристалла-анализатора полагаем Si (111), имеющий ширину распределения мозаик в $\omega_K \approx 10''$. Если учесть естественную ширину линий (см. рис. 5) и энергетическое расстояние ΔE между линиями соседних степеней ионизации I (рис. 6 и 8), можно определить условную величину, характеризующую разрешение линий $\Delta E/\sigma$ (σ — дисперсия измеренной линии) [31]. Как видно из работы [44], эта величина ответственна за принципиальную возможность определения амплитуд наложенных друг на друга

линий с формой распределения Гаусса, если известны их положения в спектре (т. е. их энергии) и их дисперсии. Тогда, независимо от математической процедуры разложения спектра, достигаемая точность для амплитуд отдельных компонент ухудшается на фактор

$$\kappa \sim \left(\frac{1}{\Delta E/\sigma} \right)^{K-1} \quad (36)$$

по отношению к статистической точности измеренного спектра (K — число наложенных линий).

На рис. 25 показаны кривые для $\Delta E/\sigma$ в зависимости от степени ионизации I для рентгеновских K -, L - и M -переходов некоторых ионов

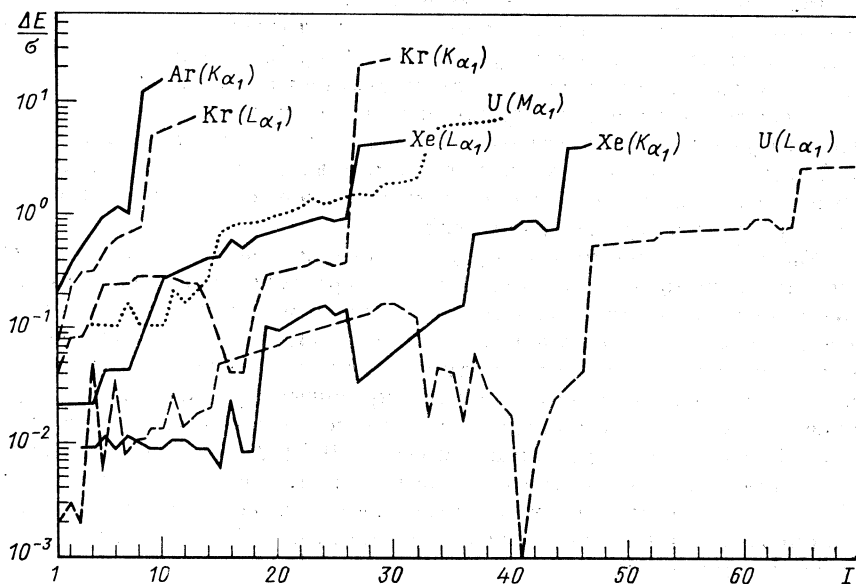


Рис. 25. Зависимость величины $\Delta E/\sigma$ от степени ионизации I для рентгеновских K -, L - и M -переходов некоторых ионов

ионов. Так как в σ входит естественная ширина линии ω_λ , указанные кривые дают предел разрешимости соседних по I спутанных линий ионов с внешними вакансиями. Разрешение переходов при $\Delta E/\sigma < 1$ значительно затруднено или невозможно в случае малой статистики в измерении.

Дополнительное уширение дифракционного рефлекса рентгеновской линии может быть вызвано геометрическими aberrациями (см. разд. 4). Часто они доминируют в реальных условиях эксперимента и определяют ширину измеренных линий.

Программой VERDI [46] были рассчитаны геометрические ширины рефлексов Δ для фокусирующего КДС в геометрии Иоганссона.

Рис. 26. Пределы разрешаемости рентгеновских сателлитов [67]. $(ZI^+)^*$ — возбужденные ионы; I — степень ионизации; Z — атомный номер

В качестве кристаллов полагались LiF (200) и SiO_2 (1340) размером 40×20 мм, радиус фокальной окружности $R_F = 324$ мм, размер входной щели КДС $0,1 \times 10$ мм.

Если в (30) учесть только ω_λ ($\Delta\theta_\lambda$) и геометрическую ширину Δ ($\Delta\theta_A$) и пренебречь качественным параметром кристалла $\Delta\theta_K$, можно таким же критерием, как и выше, определять геометрический

предел разрешаемости рентгеновских сателлитов на конкретном КДС [67]. На рис. 26 штриховыми полями отмечены те области ионов в основных состояниях (Z, I) , K_{α_1} - и L_{α_1} -линии которых разрешаются соответствующими кристаллами-анализаторами. Видно, что одним кристаллом удастся перекрывать только ограниченную область ионов, что необходимо учитывать при планировании эксперимента.

Подобные оценки возможности разрешения линий ионов с помощью данного КДС важны для понимания естественного или аппаратного пределов измеряемых величин для характеристических переходов в ионизованных атомах и, следовательно, для рассмотрения потенциальных возможностей дифракционного метода в целях диагностики ионных источников.

Ожидаемую скорость счета зарегистрированных на КДС событий характеристического излучения высокозарядных ионов оценим на примере двух фокусирующих спектрометров, параметры которых приведены в табл. 5 и которые обозначены в указанном примере КДС и ККДС. Для сечения ионизации выбираем $\sigma_K(\text{Xe}^{28+}) = 5 \cdot 10^{-23}$ см², выход флюоресценции K -излучения $\omega_{101/2} \approx 0,9$, вес K_{α_1} -линии $p_K \approx 0,6$. Используя формулы (14), (18), (31), (32), (35), получаем для скорости счета в K_{α_1} -линии

$$\dot{N}_x = \frac{N_e^2 j c}{4\pi^3 a^2 R \bar{I}} T_R \sigma_K \omega_{nlj} p_K \frac{R_F}{b} \Gamma_e T \sqrt{\omega_K^3 \sin 2\theta}, \quad (37)$$

где

$$\frac{R_F}{4\pi b} \Gamma_e T \sqrt{\omega_K^3 \sin 2\theta} = S \quad (38)$$

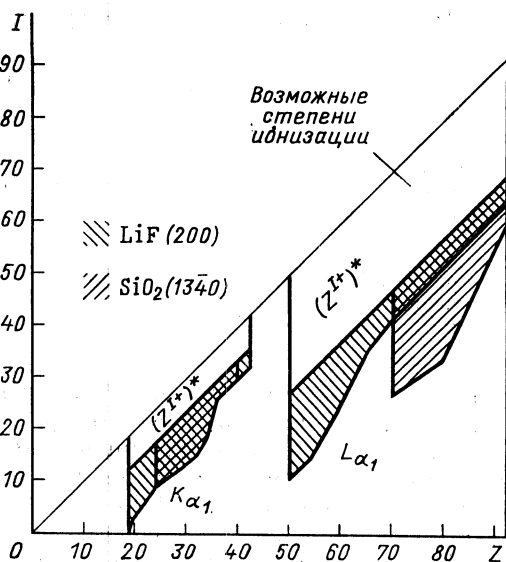


Таблица 5. Сравнение параметров спектрометров КДС и ККДС

Параметр	КДС	ККДС
Радиус фокальной окружности R_F , см	32,4	15
Расстояние от источника до входной щели b , см	120	25
Мозаичность кристалла ϕ_K , угл. с	30	10
Коэффициент отражения Γ	0,5	0,5
Угол наблюдения ϑ , град	45	45
Геометрический фактор кольца (13) T_R	0,1	0,1
Эффективность счетчика КДС ϵ	0,8	0,8
Трансмиссия излучения T	1	1

— светосила спектрометров: S (КДС) $\approx 3 \cdot 10^{-8}$ и S (ККДС) $\approx 1,3 \cdot 10^{-8}$. Видно, что качество кристалла играет важную роль, так как более компактный прибор вполне может иметь худшую светосилу. С учетом времени наблюдения степени ионизации и частоты формирования колец 1 Гц в линии получаем около 1 события в 1 с. Для применения программ, обрабатывающих спектры, требуется как достаточная статистика, так и достаточная ширина линий (нескольких каналов). Кроме того, необходимо иметь определенное количество точек измерения вблизи пиков для отсчета фоновых событий.

Из этих оценок следует, что проведение физических экспериментов на электронно-ионных кольцах КУТИ кристалл-дифракционным методом является сложной задачей, успешное решение которой требует дальнейшего увеличения интенсивности источника, оптимизации всех параметров КДС и стабильного режима измерения. Неизбежна высокая степень автоматизации эксперимента для управления и постоянного контроля спектрометра, сбора, хранения и обработки измерительных данных.

6. НЕКОТОРЫЕ АКТУАЛЬНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЬЦАХ

Атомная физика высокозарядных тяжелых ионов за последнее десятилетие стала самостоятельной быстро развивающейся областью теоретических и экспериментальных исследований. Появление ионных источников, работающих на основе применения ускорителей, позволило осуществить постановку новых экспериментов по проверке имеющихся модельных представлений об электронной структуре оболочки в ионизированных атомах, о фундаментальных взаимодействиях при сильном электрическом поле ядра, о роли релятивистских динамических поправок к энергиям связи электронов и т. д.

Спрос на достоверные данные о высокозарядных ионах специалистов ускорительной техники, физики плазмы и термоядерных установок, астрофизики, плазменной химии, лазерной техники привел

к осуществлению во многих центрах ядерной физики самостоятельных исследовательских программ по получению атомных данных и проведению фундаментальных экспериментальных исследований в этой области. Стали уже традиционными симпозиумы и конференции по физике высокозарядных атомов и процессов взаимодействия во внутренних оболочках ионов. Нетрудно понять такое развитие с точки зрения экспериментальной физики. Техника измерения и методика исследований высокозарядных атомов часто не очень отличаются от аппаратуры и методов измерений, которые были развиты и успешно применяются в ядерно-физических исследованиях. Характерно применение кристаллических и газовых детекторов, магнитных спектрометров, временной техники, амплитудно-временного многоканального анализа, вакуумной и криогенной техники и т. д. Высока степень автоматизации эксперимента и получения данных, похожи методы обработки данных вплоть до создания библиотек теоретических, экспериментальных или оцененных данных. Можно утверждать, что к исследованиям высокозарядных ионов в более широком масштабе в настоящее время только приступили и перспективу в этой области физики трудно переоценить.

Остановимся далее только на нескольких предложениях физических экспериментов, которые нам кажутся на современном этапе наиболее актуальными и реальными для проведения на электронно-ионных кольцах и которые осуществляются посредством применения высокоразрешающих рентгеновских спектрометров.

Энергии радиационных переходов и их сдвиги. В настоящее время имеется большое количество расчетных данных для ионизованных атомов, в частности энергии характеристических линий и их сдвиги в зависимости от степени ионизации. Так как время жизни внутренних вакансий ($\sim 10^{-16} - 10^{-18}$ с) гораздо меньше времени между двумя актами ионизации в электронно-ионных кольцах, в работе [36] вычислялись энергетические сдвиги линий для основных состояний ионов (спутники с внешними вакансиями). Релятивистские расчеты энергетических сдвигов обладают высокой степенью точности, потому что необходимые поправки к энергиям связи электронов в этом случае дают погрешность лишь второго порядка.

В то же время систематических проверок, применяющихся для расчетов моделей [1], еще не существует. Если, например, энергии рентгеновских K -переходов в легких ионах хорошо описываются даже нерелятивистской теорией, следует ожидать, что с ростом Z релятивистские эффекты резко возрастут и что их уже нельзя будет рассматривать как маленькие поправки в смысле теории возмущений.

В релятивистских расчетах важную роль играют динамические двухчастичные поправки, соответствующие взаимодействию Брэйта. Оно учитывает магнитные эффекты и эффекты запаздывания. Радиационные квантовоэлектродинамические поправки по простейшим диаграммам взаимодействия электронов с собственным полем (соб-

ственная энергия) и с полем ядра (поляризация вакуума) в соответствии с зависимостью от главного квантового числа $\sim 1/n^3$ существенно влияют только на нижние уровни ионов, т. е. на энергию переходов в K -серии. Кроме того, для более тяжелых ионов $Z \geq 70 \div 80$ необходимо учитывать конечные размеры ядра.

В полную энергию иона названные эффекты дают вклад порядка 1—10 эВ, т. е. являются значениями, измеримыми предложенной методикой. Интересно проводить систематические исследования по широкому набору Z и I . Так, например, одночастичные поправки к энергии в теории возмущения растут как $\sim Z^4$, а двухчастичные — как $\sim Z^3$ для водородоподобных ионов [68], и квантовоэлектродинамические поправки низшего порядка пропорциональны Z^4 .

Если приближенно считать, что рентгеновские переходы K -серии можно разрешать с помощью КДС начиная от степени ионизации $I \geq Z/2$, то в эксперименте прежде всего должен применяться источник большой интенсивности.

Сечения ионизации ионов. В расчетах временного развития степени ионизации в электронно-ионном кольце, проведенных в [27] с учетом сечений одно- и двукратной ионизации, исходили из кинетических уравнений:

$$\frac{dN_I}{dt} = \sum_{J=0}^{I-1} K_{IJ} N_J - K_{I+1I} N_I \quad I = 1, 2, \dots, Z-1; \quad (39)$$

$$\frac{dN_Z}{dt} = \sum_{J=0}^Z K_{ZJ} N_J,$$

где вероятности перехода из более низкого состояния J в состояние с зарядом I даны коэффициентами

$$K_{IJ} = \frac{1}{V} N_e v_e \sigma(Z_I, Z_J) \quad (40)$$

[V — объем кольца; v_e — скорость электронов $\approx c$; $\sigma(Z_I, Z_J)$ — сечение перехода из Z_I в Z_J] и вероятность перехода в следующее зарядовое состояние $Z_I \rightarrow Z_{I+1}$

$$K_{I+1I} = \frac{1}{V} N_e v_e \sigma(Z_I). \quad (41)$$

Здесь в качестве начальных условий принято для числа нейтральных атомов в кольце

$$N_0(t=0) = \text{const} \quad (42)$$

и

$$N_I(t=0) = 0, \quad I = 1, 2, \dots$$

Так как в объеме адгезатора есть конечное давление остаточного газа, на самом деле надо еще учитывать поток атомов нейтрального

газа в объеме кольца [34]

$$\frac{dN_0}{dt} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} v A n_0 \quad (43)$$

(v — тепловая скорость атомов остаточного газа; n_0 — плотность нейтральных атомов в кольце; A — поверхность кольца). Это ведет к жестким требованиям к вакууму в адгезаторе ($\approx 10^{-10}$ мм рт. ст.) [69].

Более основательно расчеты описаны в работе [24]. Там учтены и эффекты перезарядки ионов, которые могут существенно повлиять на выход ионов с высокими степенями ионизации. В расчеты входят полные сечения ионизации, которые взяты из модельных расчетов [33], так как измеренных данных нет. Измерение выходов рентгеновского характеристического излучения ионов позволило бы определить число ионов данного сорта в кольце в определенном временном интервале и извлечь соответствующие значения сечений ионизации, решая обратную задачу ионизации [70].

Подобные измерения ранее проводились на электронно-лучевом ионизаторе КРИОН [4] для легких ионов. Преимущество электронно-ионного кольца состоит в том, что более высокая энергия электронов делает доступными ионы всех Z и I и позволяет изучать эффекты при больших Z и I .

Диагностика электронно-ионных колец. В работе [71] сообщалось об измерениях характеристического рентгеновского излучения ионов ксенона в электронно-ионном кольце КУТИ (рис. 27). Условия эксперимента не позволяли обнаруживать энергетический сдвиг линий, так как степень ионизации была низкая. Применение ППД в этом случае не позволило бы разрешить зарядовые состояния ионов. Когда не известно число электронов в кольце, по числу зарегистрированных рентгеновских событий (37) можно судить о произведении числа электронов на число ионов в кольце

$$\dot{N}_X \sim \frac{N_e^2 f}{I} = N_e N_I. \quad (44)$$

Когда известно число электронов (например, из измерений синхротронного излучения кольца $\Delta N_e/N_e \approx 20\%$), определение числа ионов из \dot{N}_X возможно для начальной стадии процесса ионизации, когда сечение ионизации K -оболочки низкозарядных ионов σ_K почти не меняется со степенью ионизации [28] и сдвиги линий меньше разрешения спектрометра.

Кристалл-дифракционный метод позволяет получить информацию о распределениях отдельных зарядовых состояний ионов, особенно высокозарядных, и об изменении этих распределений за время жизни кольца. Для этого надо сочетать амплитудный анализ спектров характеристического рентгеновского излучения ионов с временным анализом, т. е. измерением момента испускания кванта, как под-

робно описано в [71]. Число зарегистрированных рентгеновских квантов от ионов измеряемой степени ионизации N_{Xi} за время наб-

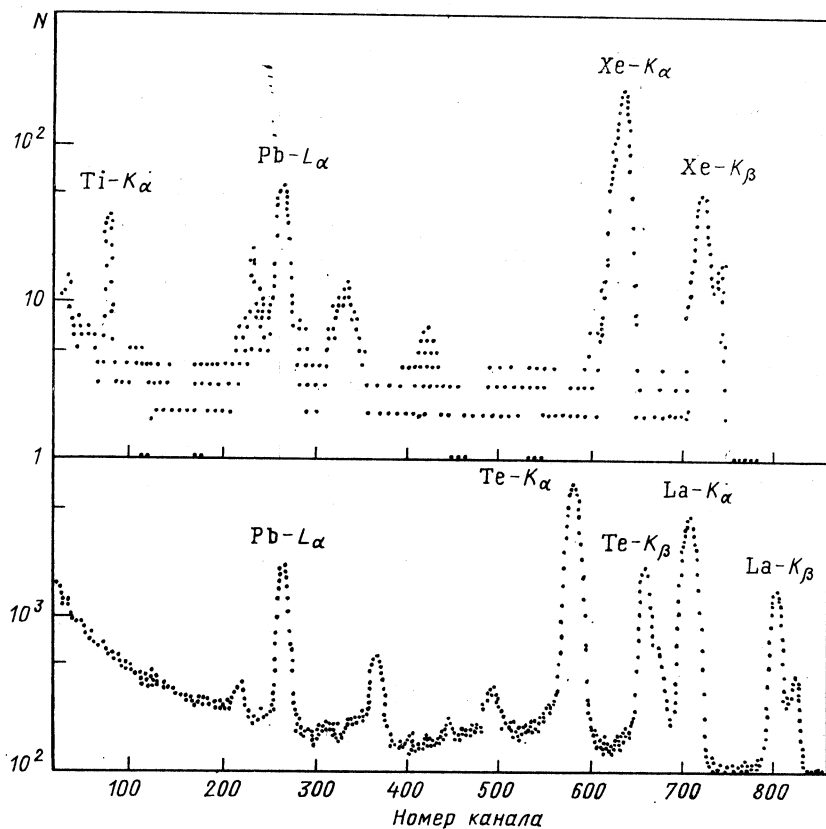


Рис. 27. Спектр характеристического рентгеновского излучения K -линии ионов ксенона, находящиеся в электронном кольце [71]. Видны также $Ti - K_{\alpha}$ -линии от вакуумного окна ускорителя и $Pb - L$ -линии от свинца экранирования. В нижней части рисунка указаны калибровочные линии Te ($Z = 52$) и La ($Z = 57$).

людения тогда можно рассчитать из системы уравнений, подобной (39), и средний ионный заряд в кольце получим по формуле

$$\bar{I} = \sum_{i=1}^Z N_i i' \sum_{i=1}^Z N_i. \quad (45)$$

При этом надо исходить из реалистических расчетных данных для сечения ионизации σ_{Ki} , так как сумма зарегистрированных рентгеновских событий в определенной линии складывается из отдельных

зарядовых компонент (37)

$$\begin{aligned} \dot{N}_X &= \sum_{i=1}^Z \dot{N}_{X,i} = c_K \sum_{i=1}^Z S_i \sigma_{K_i} \omega_i P_{K_i} N_i N_e \approx \\ &\approx c_K \bar{S} \bar{\omega}_K \bar{P}_{K_i} N_e \sum_{i=1}^Z \sigma_{K_i} N_i \end{aligned} \quad (46)$$

(c_K — геометрический коэффициент кольца). Одноканальный способ измерения на фокусирующем КДС обуславливает соответствующее числу линий увеличение времени измерения.

Исследование водородо- и гелийподобных ионов. Интересными объектами исследований являются водородо- и гелийподобные ионы с большими Z [72]. В работе [73] наблюдался лэмбовский сдвиг уровней ионов Kr^{35+} на КДС с плоским кристаллом, выражающийся в энергетическом сдвиге линии K_α . Достигнутая точность эксперимента около 1 эВ позволила измерить различие между энергиями линий, вплоть до самых малых, и сравнить полученные данные с результатами расчетов по теории Дирака. Этот эффект связан с квантовоэлектродинамическими поправками к энергиям уровней, которые из-за зависимости пропорциональной Z^4 станут измеримыми кристалл-дифракционным методом при достаточно большом Z ядра. Подобные измерения являются хорошей проверкой представлений квантовой электродинамики. Обзор по проведенным экспериментам по измерению лэмбовского сдвига дается для лэмбовского сдвига основных состояний с $n = 1$ и для $2^2 S_{1/2} - 2^2 P_{1/2, 3/2}$ -переходов в табл. 6.

Таблица 6. Погрешности экспериментов по исследованию лэмбовского сдвига

Система	Лэмбовский сдвиг	Z-диапазон	Погрешность, %
Z^{1e-}	$n = 2$	15—18 16	1 0,25
	$n = 1$	16—36 36 18	15 4 1,4
Z^{2e-}	$n = 2$	92	10
	$n = 1$	16—36 36 18	3—15 3 3

Рентгеновская спектроскопия гелийподобных ионов позволяет получить информацию об электрон-электронном взаимодействии,

в частности о корреляционных эффектах [74]. Надо отметить, что интенсивность квадрупольных переходов и переходов других высоких мультипольностей также растет с Z так, что они могут наблю-

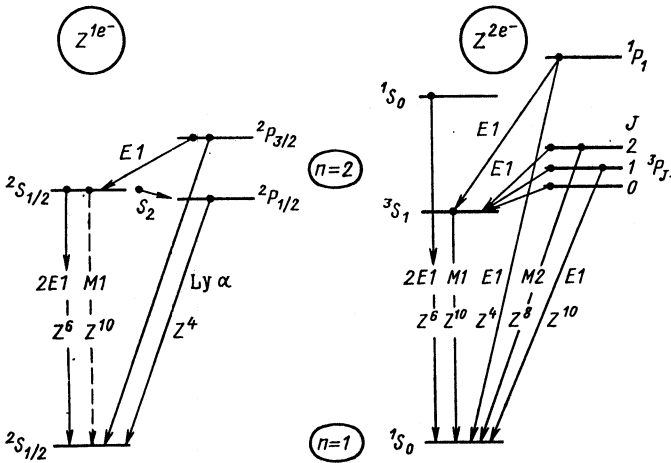


Рис. 28. Структура водородо- и гелийподобных ионов. Указаны радиационные переходы и их зависимость от атомного номера Z [75]

даться в возбужденных водородоподобных и гелийподобных тяжелых ионах. Эта ситуация отражена на рис. 28 для водородо- и гелийподобных ионов Z^{1e-} и Z^{2e-} соответственно.

Измерение времени жизни и энергии переходов является в спектроскопии самым распространенным способом. Однако для высоко-

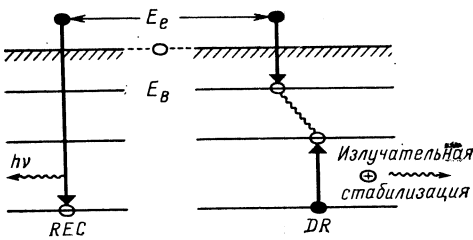


Рис. 29. Схемы излучательного захвата электрона (REC) и диэлектрической рекомбинации (DR) (E_e — энергия электронов, E_β — энергия уровня)

зарядных ионов существует еще дополнительная возможность определения энергии связи электронов в основных и возбужденных состояниях путем анализа процесса захвата свободных электронов. Свободные электроны захватываются в процессах, связанных с эмиссией фотонов только в случае полностью ионизованных ионов или ионов, имеющих всего лишь несколько электронов. Доминирующими в этом случае процессами являются излучательный захват электрона (REC) и диэлектронная рекомбинация (DR) (рис. 29). Зная усло-

вия захвата электрона, можно определить полные энергии связи в основных состояниях (по REC) и в двойных возбуждаемых состояниях (по DR).

Неоноподобные системы и другие изоэлектронные ряды. Свойства различных изоэлектронных рядов тяжелых ионов, имеющих больше электронов, чем гелийподобные, представляют собой фундаментальный интерес для исследований по созданию термоядерных установок [14, 15]. Растущий интерес проявляется также к неоноподобным системам в связи с развитием коротковолновых лазеров

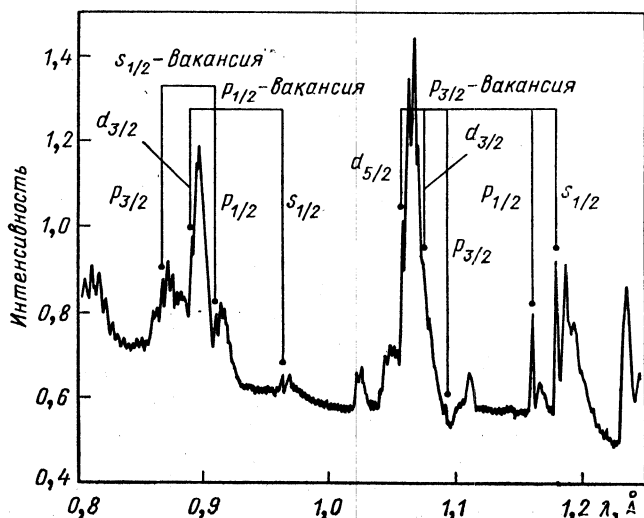


Рис. 30. Рентгеновский L -спектр от гелийподобных Bi^{73+} -ионов [77]

[76]. В качестве примера эксперимента на рис. 30 показан L -спектр характеристического рентгеновского излучения неоноподобного Bi^{73+} [77]. Особенность неоноподобных систем состоит в том, что электроны находятся в гораздо более сильных эффективных полях, так что электронные переходы идут с более короткими длинами волн.

Явное усиление Sm^{9+} — $L_{1+\alpha}$ -излучения относительно L_{β_1} -эмиссии вследствие RTE-процессов обнаружено в Sm^{9+} — Xe -соударениях в [78] (рис. 31). Такие процессы усиления могут открыть доступ к созданию неизвестных в настоящее время источников когерентного излучения. Поэтому возможности предлагаемых исследований при других соударениях и для различных элементов представляют большой интерес.

Исследования динамических процессов в ион-атомных или ион-ионных взаимодействиях. Вместе с осуществлением вывода электронов из камеры адгезатора и дополнительного ускорения возникает

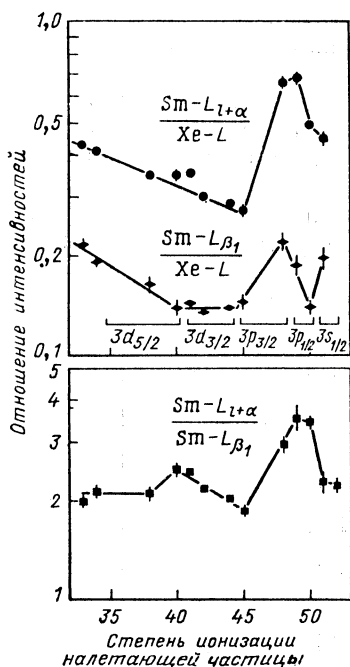


Рис. 31. Отношение интенсивностей возникновения рентгеновского излучения при 3,6 МэВ/нуклон Sm^{9+} — Xe-соударений [78]

ряд возможностей для проведения экспериментов с целью исследования динамических процессов в электронной оболочке ионов различной степени ионизации:

исследование процессов многократной ионизации ионным ударом;
дифференциальное исследование процессов многократной ионизации ионным ударом;

исследования зависимости ионизации подоболочек от параметра удара;

исследование когерентного возбуждения в соударениях с атомами благородного газа;

измерение времени жизни нестабильных ионов;

измерение вероятности распада K^{-2} -вакансий;

определение выходов флуоресценций в L -подоболочках;

исследование процессов обмена заряда (дифференциальные сечения, коррелированный захват двух электронов);

исследование резонансного захвата и возбуждения;

исследование излучения нейтрализации водородо- и гелийподобных ионов при взаимодействии с твердыми мишенями.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение электронно-ионных колец как уникального источника высокозарядных тяжелых ионов открывает возможность получения достаточных потоков высокозарядных ионов с большими по сравнению с другими источниками интенсивностями. На этой основе возможно проведение ряда экспериментов по измерению испускаемого ионами характеристического рентгеновского излучения с целью изучения тонких эффектов в электронной оболочке, которые имеют фундаментальное значение для основных и прикладных исследований. Эти исследования отличаются от экспериментов классической атомной физики, в первую очередь, тем, что станут возможными исследования изменений атомных свойств в зависимости от степени ионизации атомов, т. е. в теории атомных исследований появится новый параметр — заряд иона.

Наряду с большими потоками ионов преимущество данного источника ионов состоит в том, что этим источником в принципе все эле-

менты периодической системы элементов могут быть ионизованы. При этом:

ионная зарядовая дисперсия изменяется в зависимости от времени накопления ионов в кольце, так что при применении специальных временных режимов измерения возможны измерения для различных зарядовых дисперсий ионов одного элемента;

измерения могут быть проведены во время развивающейся ионизации или после медленного вывода кольца из камеры компрессора, т. е. возможны измерения внутри электронного кольца или измерения взаимодействия ионной компоненты с внешними мишенями после отделения электронной компоненты кольца;

из-за того что время между двумя актами ионизации или возбуждения ионов на несколько порядков больше, чем характерное время снятия возбуждения любых ионов, при наблюдении характеристического рентгеновского излучения это излучение испускается ионами, находящимися в своих основных состояниях. Этот факт существенно упрощает интерпретацию измеренных рентгеновских спектров;

энергия электронов так велика, что возможно выбивание электронов из самых глубоких уровней самых тяжелых ионов. Однако большая энергия электронов одновременно является недостатком, так как сечения ионизации в таком диапазоне энергии находятся далеко от желаемого значения.

Мы показали ряд преимуществ рентгеновской спектроскопии на электронно-ионных кольцах, которая, очевидно, дает возможность осуществить эксперименты в самых актуальных областях атомной физики.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору В. П. Саранцеву за постоянную поддержку в работе, а также Г. Д. Ширкову, Э. А. Перельштейну и В. М. Головину за оказанную помощь и критические замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щорняк Г. // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14. С. 835—899.
2. Winter H. Atomic Physics of Highly Ionized Atoms/Ed. by R. Marrus. N.Y.: Plenum Press, 1982.
3. Martinson. Beam Foil Spectroscopy//Treatise on Heavy Ion Science. Vol. 5. /Ed. by D.A. Bromley. N.Y.—Lond.: Plenum Press, 1985. P. 425—445.
4. Донец Е. Д. // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 941—981.
5. Ariener J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. P. 1018—1023.
6. Ullrich J., Schmidt-Bocking H., Kelbch S.e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1987. Vol. B23. P. 131—136.
7. Кутнер В. Б. Препринт ОИЯИ P9-81-139. Дубна, 1981.
8. Голованский К. С. // Атомная энергия. 1984. Т. 56. С. 303—310.
9. Keller R. Heavy Ion Source Development//Proc. of the Symp. 10 Years of Uranium Beam at the UNILAC/Ed. by N. Angest, P. Klienle, GSI. 2—4 April, 1986. GSI-86-9. Darmstadt, 1986.
10. Greenberg J.S., Vincent F. High-Energy Atomic Physics-Experimental. See [3], p. 141.
11. Atomic Physics: Accelerators//Ed. by P. Richard. N.Y.: Academic Press, 1980.

12. Донец Е. Д., Трифонов В. А., Тутин Г. А. и др. Препринт ОИЯИ P7-83-627. Дубна, 1983.
13. *Atomic Inner-Shell Physics*/Ed. by B. Crasemann. N.Y.: Plenum Publ. Corporation, 1985.
14. IAEA Advisory Group Meeting on Atomic and Molecular Data for Fusion, Held at the UKAEA Culham Laboratory. Adingdon, U.K., 1—5 November 1976; Proc. Issued as Technical Document IAEA-199, 1977; Phys. Repts. 1978. Vol. 37. N 2.
15. Second Technical Committee Meeting on Atomic and Molecular Data for Fusion. Fontenau-aux-Roses, 19—22 Mai 1980, France; Proc. Issued in *Physica Scripta*, 1981. No 2.
16. Semashko N.N.e.a. Atomic Collision Research in the eVkeV Energy Region, IAEA Nuclear Data Section, INDC (CCP) — 192/GA, Vienna, 1983.
17. Katsonis K. Atomic Collision Data for Diagnostics of Magnetic Fusion Plasmas, IAEA Nuclear Data Section, INDC(NDS)—160/GA. Vienna, 1984.
18. Hughes J.G. Atomic Data for Fusion Plasma Modelling, IAEA Nuclear Data Section, INDL(NDS)—177/GA. Vienna, 1986.
19. Hinno E. Spectroscopy of Highly Ionized Atoms in the Interior of Tokamak Plasma//Atomic and Molecular Processes in Controlled Thermonuclear Fusion /Ed. by M.R.C. McDowell, A.M. Ferendeci. N.Y.: Plenum Publ. Corporation, 1980. P. 449—477.
20. Hinno E. Highly Ionized Atoms in Tokamak Discharges//Atomic Physics of Highly Ionized Atoms/Ed. by R. Marrus, N.Y.: Plenum Publ. Corp., 1983. P. 49—63.
21. Denne B. The Role of Atomic Spectroscopy in Fusion Research, Abstr. of the 20th EGAS, Graz, 1988. P. 168—171.
22. Blake R.L., Houser L.L.//*Astrophys. Journ.* 1967. Vol. 149. P. L133—L137.
23. Саранцев В. П., Перельштейн Э. А. Коллективное ускорение ионов. М.: Атомиздат, 1979.
24. Перельштейн Э. А., Ширков Г. Д.//ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. Вып. 1. С. 154—197.
25. Musiol G., Zschornack G.//*Wiss. Zt. Technische Univ. Dresden*, 1988. Bd 37, N 3. S. 99—106.
26. Zschornack G., Musiol G.//*Kernenergie*. 1988. Bd 31. S. 291—300.
27. Леманн Д., Мюллер Г., Музиоль Г. и др. Препринт ОИЯИ 9-10744. Дубна, 1977.
28. Щорнак Г., Музиоль Г. Препринт ОИЯИ P13-12540. Дубна, 1979.
29. Щорнак Г., Замятин Н. И., Леманн Л. и др. Препринт ОИЯИ P13-12541. Дубна, 1979.
30. Щорнак Г., Музиоль Г., Мюллер Г. Препринт ОИЯИ P13-12542. Дубна, 1979.
31. Zschornack G. Entwicklung der Theorie und Messmethodik der in den Elektron-Ionen-Ringen des Schwerionenkollektivbeschleunigers des VIK Dubna auftretenden charakteristischen Roentgenstrahlung fuer die Untersuchung der Huel-lenstruktur hochionisierter Atome, Dissertation B, Techn. Univ. Dresden, Fak. Nat.-Mat., Dresden, 1984.
32. Вагнер В., Дуни В. Б., Карраш Г. и др. Краткие сообщения ОИЯИ № 6-85. Дубна, 1985.
33. Зиберт Х.-У., Леманн Д., Музиоль Г. и др. Препринт ОИЯИ P9-10197. Дубна, 1976.
34. Перельштейн Э. А., Ширков Г. Д. Препринт ОИЯИ E9-85-4. Дубна, 1985.
35. Перельштейн Э. А., Ширков Г. Д. Препринт ОИЯИ E9-88-238. Дубна, 1988.
36. Zschornack G., Musiol G., Wagner W. Report ZFK-574. Rossendorf, 1986.
37. Щорнак Г., Музиоль Г., Пильц Р. Препринт ОИЯИ P7-83-57. Дубна, 1983.
38. Zschornack G.//*Phys. Scripta*. 1983. Vol. 3. P. 194—197.
39. Zschornack G.//*Nucl. Instrum. and Methods*. 1987. Vol. B23. P. 278—283.

40. Казаринов Н. Б., Казача В. И., Перельштейн Э. А. Препринт ОИЯИ Р9-12719. Дубна, 1979.
41. Блохин М. А. Методы рентгеноспектральных исследований. М.: Госиздат физ.-мат. лит., 1959.
42. Дзелепов Б. С., Шестопалова С. А. Ядерно-спектроскопические нормали. М.: Атомиздат, 1980.
43. Полерс А., Щорнак Г.//ПТЭ. 1983. Т. 2. С. 202—204; Препринт ОИЯИ Р13-81-794. Дубна, 1981.
44. Mueller G., Lehmann D., Musiol G. e.a. Preprint JINR E7-12219. Dubna, 1979.
45. Zschornack G., Muller G., Musiol G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 200. P. 481—490.
46. Reichmann A., Musiol G., Wagner W. e.a. Preprint Technische Universitaet Dresden TU 05-01-87. Dresden, 1987.
47. Карраш Г., Щорнак Г., Баудиш Р. и др. Препринт ОИЯИ Р13-83-473. Дубна, 1983.
48. Карраш Г., Щорнак Г., Дунин В. Б. и др. Препринт ОИЯИ Р13-83-474. Дубна, 1983.
49. Musiol G., Zschornack G., Wagner W. Gemeinsamer Jahresbericht. 1982. ZFK-503. Rossendorf, 1982.
50. Карраш, Г., Кирхбах Р., Шульце В. и др. Препринт ОИЯИ Р13-83-484. Дубна, 1983.
51. Мюллер Г., Пилыц Р., Щорнак Г. Препринт ОИЯИ Р13-81-698. Дубна, 1981.
52. Мюллер Г., Караш Г., Щорнак Г. Препринт ОИЯИ Р13-83-55. Дубна, 1983.
53. Inkrementales Durchlichtlaengenmesssystem IDL 1. Firmenschrift VEB Carl Zeiss Jena. Jena, 1982.
54. Inkrementales Durchlichtwinkelmesssystem IDW. Firmenschrift VEB Carl Zeiss Jena. Jena, 1982.
55. Todt U. Praktikumsarbeit, Technische Universitaet Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik. Dresden, 1984.
56. Reichmann A. Diplomarbeit, Technische Universitaet Dresden, Sektion Physik. Dresden, 1984.
57. Schwitz W., Kern J., Lanners R.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 154. P. 105—115.
58. Аннзович К. В.//ПТЭ. 1981. № 1. С. 228—229.
59. Reidy J.J. Curved Crystal Spectrometers//The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Amsterdam: North-Holland Publ. Comp., 1975. P. 839.
60. Cauchois Y., Bonelle C. X-ray Diffraction Spectrometry//Atomic Inner Shell Processes. Vol. II. N.Y.: Academic Press, 1975. P. 83.
61. Krause M.O., Oliver J.H.//J. Phys. Chem. Ref. Data. 1979. Vol. 8, N 2. P. 329—521.
62. Блохин М. А., Швейцер И. М. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982.
63. Щорнак Г., Полерс А., Рейхманн А. Препринт ОИЯИ Р10-83-75. Дубна, 1983.
64. Beer W. IPF-SP-004. Fribourg, 1974.
65. Zschornack G. Atomdaten fuer die Roentgenspektralanalyse, VEB Deutscher Verlag fuer Grundstoffindustrie, Leipzig, 1989.
66. Reichmann A., Zschornack G., Wagner W. Wahrscheinlichkeitstheoretische Beschreibung von Geometrieinflussen auf die Parameter von Bragg-Kristalldiffraktionsspektrometern, EAS-6-Kassel, 1985. S. 191—194.
67. Wagner W., Zschornack G. Separation of outer Shell Satellite X-Ray Lines of Sources of Highly Ionized Atoms//Annual Report 1985. ZFK-384. Rossendorf, 1985. P. 117—118.
68. Grant I.P.//Comp. Phys. Commun. 1979. Vol. 17. P. 149—185.

69. Перельштейн Э. А., Ширков Г. Д. Сопещение по проблемам коллективного метода ускорения Д9-82-664. Дубна, 1982. С. 31—33.
70. Бочев Б., Овсянников В. П., Куцарова Т. Сообщение ОИЯИ Р7-11567. Дубна, 1978.
71. Zschornack G., Muller G., Musiol G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 173. P. 457—462.
72. Kugel M. W., Murnick D.E.//Rep. Progr. Phys. 1977. Vol. 173. P. 457—462.
73. Briand J.P., Indelicaba P., Tavernier M. e.a.//Z. Phys. A. 1984. Vol. 318. P. 1—5.
74. Cowan R.D. The Theory of Atomic Structure and Spectra, University of California Press. Berkeley, 1981.
75. Mokler P.H. Information on the Structure of Heavy Few-Electron Ions, GSI Darmstadt. Darmstadt, 1987.
76. Bock R., Kessler G., Witkowski S. High Energy in Matter Produced by Heavy Ion Beams//Annual Report. 1986. GSI, Darmstadt. P. 87—152.
77. Dietrich D.D., Chandler G.A., Fortner R.J. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. B9. P. 686—688.
78. Schoenfeldt W.A., Mokler P.H., Hoffman D.H.H.//Z. Physik. 1986. Vol. D4. P. 161—176.
79. Salop A.//Phys. Rev. 1973. Vol. A8. P. 3032—3044.
80. Salop A.//Phys. Rev. 1974. Vol. A9. P. 2496—2504.
81. Ширков Г. Д. Препринт ОИЯИ Р9-12055. Дубна, 1978.
82. Перельштейн Э. А., Ширков Г. Д. Препринт ОИЯИ Р9-82-526. Дубна, 1982.