1950 г. Июль *Т. XLI, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ γ-СПЕКТРОМЕТР

Ю. В. Хольнов

I. ВВЕДЕНИЕ

Изучение γ-спектров искусственных и естественных радиоактивных изотопов даёт возможность судить о спектрах энергетических уровней ядра.

Сопоставление энергий γ-линий с энергиями других видов излучения (α-, β-излучение) какого-нибудь радиоактивного изотопа приводит к гипотезам о схеме распада данного изотопа. Степень надёжности такого рода предположений зависит от точности, с которой измеряются энергии излучения.

В настоящее время весьма широко распространены магнитные γ-спектрометры, с помощью которых анализируются энергии электронов, рождаемых γ-излучением при взаимодействии с веществом. Точность определения энергий γ-линий ограничена при этом погрешностями, с которыми измеряются абсолютные значения напряжённости магнитного поля.

От этих погрешностей свободна интерференционная спектрометрия. Изучать γ-спектры с помощью прямого отражения γ-лучей от кристаллов чрезвычайно трудно, если требуется большая точность. Трудности вытекают прежде всего из необходимости работать с кристаллами, обладающими малой постоянной решётки и близкими по своему строению к совершенным. Такие кристаллы, однако, не всегда имеются в распоряжении экспериментатора. Кроме того, ввиду быстрого уменьшения коэффициента отражения с уменьшением длины волны исследуемого излучения, необходимо иметь источники, обладающие большой активностью, а для того, чтобы не уменьшить существенно разрешающей способности прибора — и большой удельной активностью.

Благодаря многочисленным трудностям долгое время не существовало хорошего кристаллического γ-спектрометра, с помощью

которого можно было бы настолько точно определять энергии γ-линий, чтобы данные измерений можно было бы использовать, например, для градуировки многочисленных магнитных спектрометров.

Настоящий обзор посвящён описанию конструкции недавно построенного интерференционного γ-спектрометра, который является лучшим по точности определения энергий γ-линий. Здесь приводятся также экспериментальные результаты, полученные с помощью этого прибора.

II. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СПЕКТРОМЕТРЫ

Периодичность расположения атомов в кристалле приводит к тому, что отражённые от них лучи интерферируют и дают максимумы интенсивности под определёнными углами отражения, величина которых зависит от длины волны излучения и расстояния между отражающими плоскостями.

Для излучения с данной длиной волны λ и расстояния между отражающими плоскостями, равного d, существует определённый ряд углов φ отражения, под которыми наблюдается максимум интенсивности. Математически зависимость между этими тремя величинами выражается уравнением Вульфа-Брэгга

$$n\lambda = 2d\sin\varphi, \tag{1}$$

где λ — длина волны падающего излучения, n — порядок отражения.

Это интерференционное условие является основным уравнением всех кристаллических спектрометров. Для исследования отражённого от известного кристалла излучения определяют угол, под которым наблюдается максимум интенсивности этих лучей в любом порядке n. Затем из уравнения (1) находят длину волны λ.

Впервые кристаллические спектрометры были использованы для исследования спектров рентгеновских лучей. В связи с работами в этой области длин волн и возникли все основные методы интерференционной спектрометрии с кристаллом. При помощи различных методов, применяющих отражение от плоского кристалла (например, метод Брэгга с колеблющимся плоским кристаллом), уже на ранних ступенях развития интерференционной спектрометрии исследовались не только рентгеновские, но и γ-лучи.

Однако с помощью плоского кристалла исследовались только мягкие γ-лучи, да и то с небольшой точностью. Точность исследований ограничивалась в основном двумя причинами.

Во-первых, так как отражающие плоскости любого реального кристалла не вполне параллельны (кристалл обладает мозаичной структурой), то имеется определённый интервал углов, в котором отражаются лучи с данной длиной волны. Благодаря этому

γ-линии расширяются и уменьшается точность определения энергии.

Эта ошибка становится особенно существенной при уменьшении длины волны излучения, когда брэгговские углы отражения становятся малыми.

Во-вторых, с уменьшением длины волны, вследствие уменьшения коэффициента отражения для отражающих плоскостей, резко падает интенсивность отражённых лучей.

Из этих ограничений вытекают два требования: а) при изучении спектров жёстких лучей необходимо пользоваться наиболее совершенными кристаллами; б) так как интенсивность источников γ-излучения ограничена, нужно искать средства для увеличения интенсивности отражённых лучей.

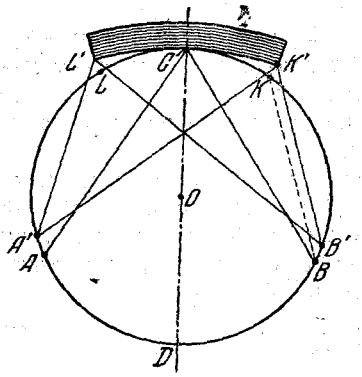

Рис. 1. Фокусировка по Иогану.

Вторая задача в значительной степени была разрешена уже ранее в области рентгеноспектрометрии. Были созданы фокусирующие рентгеновские спектрометры с изогнутым кристаллом. При большой разрешающей способности — такой же, какую дают лучшие спектрометры с плоским кристаллом — фокусирующие спектрометры дают выигрыш в интенсивности в несколько десятков раз.

Существуют два типа спектрометров с изогнутым кристаллом—спектрометр Иогана и спектрометр Кошуа.

На рис. 1 дана схема спектрометра Иогана. Основная часть прибора — кристалл, изогнутый по дуге окружности радиуса R, проведённой из точки D. Источник рентгеновских лучей — рентгеновская трубка — располагается на участке AA' окружности радиуса $r = \frac{1}{2}R$, проведённой из точки O.

Отрезок CD, соединяющий центр изогнутого кристалла с точкой D, служит диаметром этой окружности, так что кристалл касается её в точке C.

Пусть отражающие плоскости кристалла параллельны его ограничивающим поверхностям. Тогда можно показать, что расходящийся из источника AA' пучок лучей определённой длины волны встретит на всём протяжении кристалла отражающие плоскости под углом, удовлетворяющем условию (1), и сфокусируется в симметрично расположенном на том же «круге фокусировки» участке BB'.

Если на участке BB' поместить какой-либо регистратор рентгеновских лучей (фотопластинка, счётчик Гейгера, ионизационная

камера и др.), то можно изучать интенсивность отражённых лучей в зависимости от угла отражения φ.

Угол φ можно менять, перемещая источник и, соответственно, регистратор, вдоль круга фокусировки.

Но так как угол φ и длина волны λ связаны между собой соотношением (1), то таким образом изучается зависимость интенсивности отражённых лучей от длины волны, т. е. спектр излучения.

Нужно, однако, отметить, что метод Иогана не даёт точной фокусировки. Так, лучи, отражённые от точек C и K' кристалла, придут соответственно в точки B и B' круга фокусировки благодаря тому, что кристалл в своих крайних точках K' и L' отклоняется от фокального круга.

Это явление называется геометрической аберрацией. Геометрическая аберрация делает менее острой фокусировку прибора, расширяя изучаемые линии, и уменьшает его разрешающую способность.

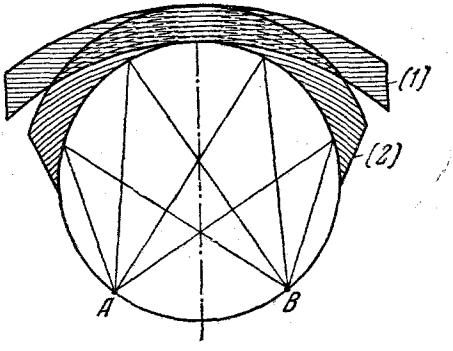

Рис. 2. Фокусировка по Иогансону.

Иогансон предложил метод, в котором достигается точная фокусировка монохроматических лучей. Согласно этому методу кристалл сначала шлифуется по цилиндрической поверхности радиуса R, как это показано на рис. 2 (положение *1*), а затем изгибается по дуге фокального круга радиуса $r = \frac{1}{2} R$ (положение 2). Тогда, если источник расположен в точке A, то в симметричной точке B будут фокусироваться от всей поверхности кристалла лучи с длиной волны, соответствующей данному углу отражения. Благодаря тому, что геометрическая аберрация в этом случае отсутствует, кристалл можно делать большим, что увеличивает интенсивность отражённых лучей. Однако обработка кристалла по методу Иогансона — весьма трудная задача. Поэтому чаще всего применяется невидоизменённый метод Иогана. Отражательный спектрометр типа Иогана применяется для исследования мягкого излучения ввиду большой разрешающей способности, которую он даёт в этой области.

Для исследования жёсткого рентгеновского излучения применяется фокусирующий спектрометр типа Кошуа. По методу Кошуа кристалл плоско вырезается таким образом, что отражающие плоскости его образуют некоторый угол с ограничивающими поверх-

ностями (в случае, изображённом на рис. 3, этот угол равен 90°); затем кристалл изгибается по дуге окружности радиуса R, проведённой из точки β. В этой точке пересекаются продолжения отражающих плоскостей. Широкий источник A располагается с выпуклой стороны кристалла. Исходящий из него пучок лучей пронизывает кристалл. Часть лучей, встречающих внутренние отражающие плоскости под углом, удовлетворяющим условию Брэгга, селективно отразится. При этом отражённые лучи одной длины волны сфокусируются на отрезке дуги RR' — действительном фокусе прибора, лежащем на окружности $CV\beta R$ радиуса $r = \frac{1}{2}R$, проведённой из точки O, середины отрезка $C\beta$.

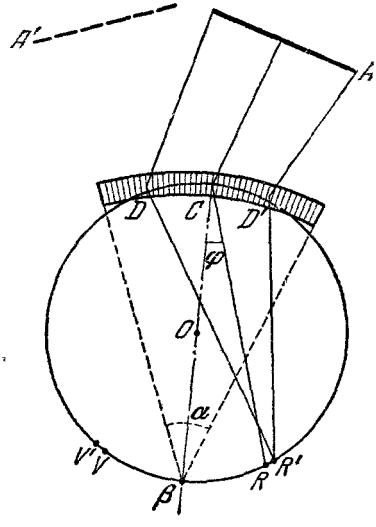

Рис. 3. Фокусировка по Кошуа.

Можно поставить источник в положение A'. Тогда лучи будут отражаться от противоположных сторон тех же отражающих плоскостей. Лучи определённой длины волны λ, которые раньше фокусировались на участке RR', теперь сфокусируются в VV' — виртуальном фокусе прибора. Отрезки RR' и VV' расположены симметрично относительно линии $C\beta$. Дуги βR и βV равны.

При изучении спектров рентгеновских лучей по методу Кошуа в фокусе прибора ставится регистратор, в качестве которого обычно применяется фотоплёнка. На изогнутой по кругу фокусировки фотоплёнке фотографируется сразу ряд линий определённого участка спектра.

Можно в качестве регистратора применять также счётчик Гайгера. В этом случае в фокусе прибора помещается счётчик, перед которым ставится узкая щель. При изучении спектра лучей счётчик со щелью передвигается вдоль круга фокусировки.

Спектрометр типа Кошуа, так же как и спектрометр Иогана, не даёт точной фокусировки. Явление геометрической аберрации присуще и этому прибору. Оно состоит в том, что лучи одной и той же длины волны (см. рис. 3), отразившись от точек C и, например, D кристалла, придут в соответственно различные точки круга фокусировки — R и R'.

Это явление происходит потому, что кристалл в своих крайних точках D и D' несколько удалён от фокального круга. Если бы был совершон параллельный перенос отражающих

плоскостей на фокальный круг, явление геометрической аберрации исчезло бы.

Если выбран совершенный кристалл с параллельными отражающими плоскостями на всём его протяжении и изогнут так, что продолжения отражающих плоскостей точно пересекаются в точке β, явление геометрической аберрации всё же будет иметь место. Оно свойственно методу Кошуа.

Размытие фокуса вследствие геометрической аберрации зависит от телесного угла α, под которым виден кристалл из точки β, и от брэгговского угла φ. При малых φ и $\alpha \ll 1$ расширение линий благодаря геометрической аберрации пропорционально α^2:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim \alpha^2.$$

Так что в случае, когда кристалл занимает очень малую часть фокальной окружности, расширение фокуса вследствие такого рода аберрации очень мало и практически может не приниматься во внимание. Более существенное влияние на остроту фокусировки оказывают другие причины: неправильное изгибание кристалла и мозаичная его структура. В дальнейшем мы подробнее на этом остановимся.

Для устранения геометрической аберрации метод Кошуа можно видоизменить по Иогансону. Однако, как уже упоминалось, изготовление кристаллов по методу Иогансона чрезвычайно трудно.

Все методы с применением изогнутых кристаллов дают возможность фокусировать более или менее точно монохроматические лучи, отражённые одновременно от всего кристалла. Благодаря этому интенсивность отражённых лучей значительно возрастает. Ввиду малых величин коэффициентов отражения для жёсткого рентгеновского и γ-излучения желательно пользоваться, при исследовании этих видов излучения, фокусирующими кристаллическими спектрометрами.

Такой фокусирующий γ-спектрометр построила группа физиков Калифорнийского технологического института, руководимая Дюмондом. Эта работа была начата ещё в 1938 г., прервана войной и затем снова возобновлена.

Ими был построен спектрометр типа Кошуа[1]. Однако в схему прибора авторы внесли существенное принципиальное изменение, повысившее интенсивность отражённых лучей во много раз. В спектрометре Кошуа широкий источник располагается с выпуклой стороны кристалла (положение A на рис. 3), при этом часть лучей, проходящих через кристалл, собирается в фокусе прибора R.

По методу же Дюмонда малый, очень концентрированный источник помещается в фокусе прибора R (рис. 4). Излучение падает на кристалл в некотором телесном угле, выделяемом работающей поверхностью кристалла. Встречая отражающие плоскости

кристалла под углом, удовлетворяющим условию (1), часть лучей отразится, изменит своё направление. Отразятся лучи именно той длины волны, которые сфокусировались бы в данном фокусе R, если бы источник располагался как в методе Кошуа.

В случае метода Дюмонда лучи, падая из фокуса R на кристалл, встретят отражающие плоскости кристалла под углом, заведомо удовлетворяющим условию Брэгга.

Вероятность того, что γ-квант, испущенный определённым ядром, встретит отражающие плоскости кристалла под углом, удовлетворяющим условию Брэгга, определяется телесным углом, под которым виден кристалл из фокуса прибора.

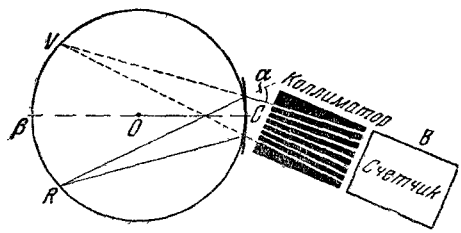

Рис. 4. Схема прибора Дюмонда (масштаб не соблюдён).

Эта же вероятность для источника, расположенного с внешней стороны кристала, определится весьма малым углом (порядка нескольких секунд), так как для каждого кванта в этом случае существует лишь одно направление, при котором он встретит отражающую плоскость под брэгговским углом. Если активность источников в первом и во втором случае одинакова, то интенсивность отражённых лучей во втором случае несравненно больше. Авторы считают, что при таком расположении источника при их геометрии получается выигрыш в интенсивности примерно в 700 раз.

III. ПРИБОР

а) Основные детали прибора [1]

Принципиальная схема прибора приводится на рис. 4. В фокусе прибора располагается источник γ-квантов. Часть лучей, пронизывающих кристалл, селективно отражается от него и фиксируется каким-либо регистрирующим устройством (счётчик Гейгера, ионизационная камера, сцинтиляционный счётчик и др.).

Для измерения спектра γ-лучей нужно менять брэгговский угол, что достигается перемещением источника вдоль дуги круга фокусировки.

Важнейшей деталью прибора является кристалл, так как он, в основном, определяет разрешающую способность прибора. Необходимо выбрать такой кристалл, отражающие плоскости которого в достаточной степени параллельны друг другу. Кроме того,

он должен легко обрабатываться и при изгибе не давать трещин и других дефектов.

В описываемом спектрометре применялся кристалл кварца. В качестве отражающих плоскостей использовались плоскости (310), для которых постоянная решётки

$$d = 1177{,}6 \text{ X-ед.}^{*)}.$$

Пластинка кварца, размером $70 \times 50 \times 1$ *мм*, полировалась оптически точно по поверхностям, перпендикулярным отражающим плоскостям. Для того, чтобы изогнуть кристалл, изготовлялись из особой стали (не подвергающейся температурным и другим влияниям) специальные держатели, представляющие собой два блока — один с выпуклой, другой с вогнутой цилиндрическими поверхностями. Между этими поверхностями, при помощи винтов с пружинами, зажимался кристалл, принимавший форму держателя (рис. 5). Из рисунка видно, что одна поверхность кристалла вплотную прижималась к выпуклой пластинке держателя. Поэтому радиус кривизны этой цилиндрической поверхности должен быть постоянным с большой степенью точности на всём её протяжении.

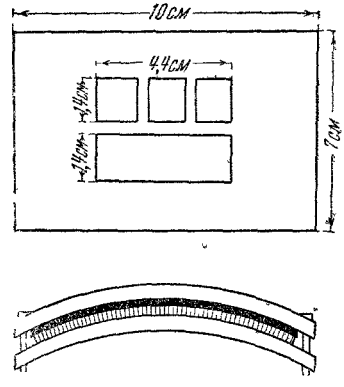

Рис. 5. Держатель кристалла (схема).

Этот радиус был равен двум метрам. От точности, с которой изогнут кристалл по окружности выбранного радиуса, зависит качество фокусировки пучка. Поэтому для обработки держателя по цилиндрической поверхности большого радиуса был разработан специальный механический метод[2]. После долгой и кропотливой экспериментальной работы авторам удалось получить держатели, поверхности которых по своим качествам удовлетворяли поставленным требованиям.

В дальнейшем фокусирующие свойства изогнутого кристалла испытывались специальными опытами. Для пропускания излучения в стальных держателях вырезались отверстия. Размеры и форма держателя изображены на рис. 5. Перегородки между отверстиями оставлены для того, чтобы придать кристаллу форму держателя с наибольшей точностью. Общая площадь отверстий составляла 13 *см*^{2}. Кристалл, зажатый в держателях, устанавливался, как это показано на рис. 4.

*) 1 X-ед. = 0,001 Å.

Источник находился в точке R. Часть лучей, пронизывающих кристалл, селективно отражалась от плоскостей (310) и регистрировалась счётчиком Гейгера (B). Остальные лучи проходили, не изменяя направления.

Так как брэгговский угол для жёсткого излучения очень мал (34′ для 510 *кэв*; 4′ для 3 *Мэв*), то угол между направлениями проходящего и отражённого пучков тоже весьма мал: $\alpha = 2\varphi$. Поэтому оба пучка в этих условиях накладываются друг на друга и, ввиду того что прямой пучок имеет несравненно бо́льшую интенсивность, измерения в области жёсткого излучения становятся невозможными.

Для разделения проходящего и отражённого пучков можно было бы увеличить расстояние между кристаллом и счётчиком. Однако тогда, чтобы избежать потери в интенсивности, необходимо было бы увеличивать размеры счётчика, что увеличивало бы его фон и, возможно, усложняло бы его изготовление. Поэтому для разделения пучков между кристаллом и регистратором ставился свинцовый или вольфрамовый коллиматор, который поглощал прямой пучок и пропускал отражённый. Устройство коллиматора основано на следующем принципе: продолжения отражённых кристаллом лучей пересекаются в точке V — виртуальном фокусе прибора (они как бы исходят из него). Коллиматор должен быть устроен так, чтобы выделить именно эти направления. Вдоль лучей, исходящих из точки V, ставились длинные свинцовые планки, укреплённые в специальных пазах, так что оставался ряд отверстий для прохождения отражённых γ-лучей. Прямой же пучок поглощался в этих свинцовых планках. Длина коллиматора была равна 80 *см*. Число свинцовых планок в первом варианте прибора было шесть (см. рис. 4). Очевидно, что такая система влечёт за собой потерю интенсивности отражённого пучка, вследствие поглощения его в свинце. Практически эта потеря достигала в первом варианте более 50%. Однако наличие такого коллиматора отодвигает границу применимости прибора в сторону больших энергий γ-лучей. Если в отсутствие коллиматора геометрия прибора позволяет разделить прямой и отражённый пучки лишь для энергий γ-лучей, не превышающих 450 *кэв*, то при наличии коллиматора эта граница достигает 1,5 *Мэв*. Для исследования ещё более жёстких лучей необходимо дальнейшее улучшение коллиматора.

Пропускаемые коллиматором кванты регистрируются счётчиком Гейгера с повышенной чувствительностью по отношению к γ-лучам. Для того чтобы квант был зарегистрирован счётчиком, нужно, чтобы он создал в веществе стенки счётчика комптон- или фотоэлектрон, или образовал в нём пару электрон-позитрон. Обычный γ-счётчик представляет собой металлический цилиндр, по оси которого натянута тонкая нить. Между корпусом счётчика и нитью создаётся разность потенциалов. γ-квант, проходя через

стенки счётчика, создаёт электроны, которые ионизуют газ, находящийся внутри счётчика; при этом возникает электрический импульс. Эффективность такого рода γ-счётчиков (доля зарегистрированных γ-квантов) мала.

Дюмондом сконструирован новый тип γ-счётчика, обладающего повышенной эффективностью[3]. В продольном разрезе схема счётчика Дюмонда дана на рис. 6. Внутри медной трубы диаметром 8 *см* (*А*) на равных расстояниях друг от друга расположены свинцовые диски (*Б*) толщиной в несколько десятых долей миллиметра, служащие одним из электродов счётчика. В центре диски имеют круглые отверстия (*В*), сквозь которые проходит стальной стержень (*Г*). На этом стержне насажены втулочки (*Д*), каждая из которых находится как раз между дисками. На втулочки же напаяны тонкие вольфрамовые усики со стеклянными шариками на конце (*Е*). Вся эта система стержня со втулочками служит вторым электродом счётчика.

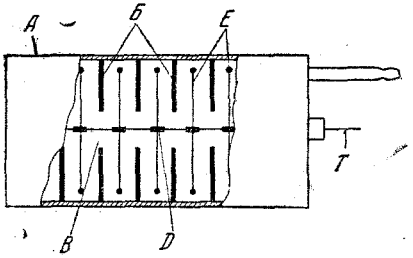

Рис. 6. Счётчик.

Свинцовые диски покрывались тонким слоем серебра для того, чтобы задержать α-частицы радиоактивных примесей свинца. Счётчик такого вида как бы состоит из нескольких ячеек. Число таких ячеек в процессе работы менялось. Счётчик наполнялся самогасящей смесью. Плато счётчика, состоящего из четырёх ячеек, составляло приблизительно 200 вольт. Такое хорошее плато необходимо иметь при измерениях с одним счётчиком.

Многоячейковый счётчик ставился так, что выходящие из коллиматора γ-лучи направлялись вдоль его оси, проходя свинцовые диски. С увеличением числа таких дисков увеличивается вероятность образования электронов квантом, а с ней и эффективность счётчика. Однако с увеличением размеров счётчика уменьшается его рабочая область — плато — и растёт фон.

Естественный фон счётчика обусловлен излучением радиоактивных загрязнений материала счётчика и окружающих его предметов, а также влиянием космического излучения. Для уменьшения фона γ-счётчик окружался шестью другими счётчиками, включёнными по схеме антисовпадений с ним, благодаря чему фон уменьшался вдвое. Кроме того, вся группа счётчиков окружалась толстым слоем свинца.

б) Прибор в действии[1]

Для измерения спектров источник, находящийся в фокусе прибора, должен перемещаться по кругу фокусировки. Если бы при этом оставалась неподвижной жёсткая система — кристалл, точка β

и круг фокусировки (см. рис. 4), то тогда должна бы была перемещаться с фокусом прибора и точка V, а следовательно, коллиматор и счётчик. Но свинцовый коллиматор и счётчик, окружённый свинцом,—очень тяжёлая часть прибора. Поэтому желательно их оставлять неподвижными во время измерений. Отсюда вытекают следующие требования к конструкции прибора.

Счётчик и коллиматор должны быть неподвижны, а следовательно, должен быть неподвижным и виртуальный фокус прибора, так как он задаёт направление отражённых лучей и поэтому положение коллиматора. Совершать движение могут: источник по кругу фокусировки, кристалл, сам круг фокусировки, причём точка β, кристалл и круг фокусировки должны быть жёстко связаны. Эти условия выполняются, если при вращении жёсткой системы вокруг точки C — центра кристалла (рис. 4 и 7) — всё

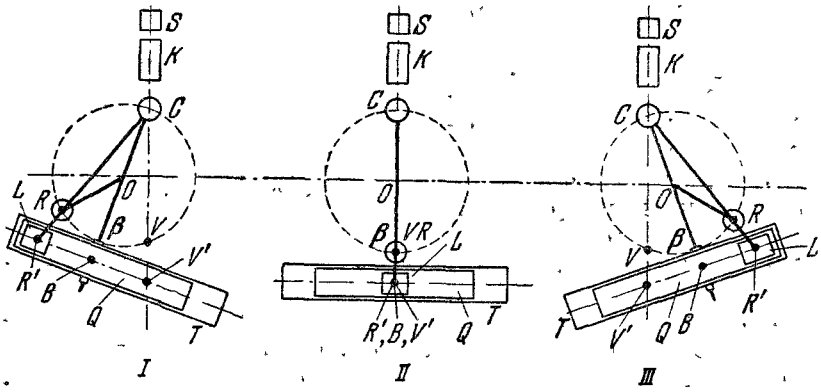

Рис. 7. Иллюстрация к разделу б); K — коллиматор, S — счётчик. (Остальные обозначения в тексте.)

время остаются равными расстояния $V\beta$ и $R\beta$, а точка V не смещается. Для этого достаточно, чтобы при вращении линии $C\beta$ вместе с фокальным кругом и кристаллом вокруг точки C с угловой скоростью ω, линия CR' вращалась бы со скоростью, в два раза большей (2ω), а источник R перемещался бы по CR', оставаясь всё время на фокальном круге. Эти перемещения выполняются при помощи механизма, изображённого на рис. 7.

Салазки T закреплены на оси в точке V', расположенной на продолжении линии CV, и могут вращаться вокруг этой точки. По салазкам T ходят другие салазки Q, которые в точке B пронизываются насквозь продолжением стержня $C\beta$, совершающего поперёк салазок Q продольные движения. Стержень CB неподвижно соединён с осью кристалла C и вращает её. По салазкам Q ходит ещё планка L, с которой шарнирно соединён стержень

CR', а вдоль последнего может передвигаться источник R, оставаясь всё время на фокальном круге благодаря радиусу-стержню OR, закреплённому в точке O на оси и шарнирно в R. Движение салазок Q и L производится при помощи двух специально изготовленных очень точных продольных винтов, твёрдо закреплённых на салазках Q и соединённых друг с другом при помощи двух равных шестерён, так что при вращении, например, нижнего винта с определённой скоростью в одном направлении верхний винт вращается с такой же скоростью в противоположном направлении. Нижний винт ходит в муфточке с резьбой, которая жёстко соединена с нижними салазками T в точке V', благодаря чему при вращении винта салазки Q вместе с винтом передвигаются относительно салазок T. По верхнему же винту ходит другая муфта, скреплённая с планкой L. Ввиду того, что винты вращаются с равной скоростью в противоположных направлениях, обе планки Q и L движутся в одном направлении, причём планка L движется относительно салазок T в два раза быстрее, чем Q (к скорости планки L прибавляется скорость салазок Q, вдоль которых планка L передвигается).

Итак, при движении винта перемещаются салазки Q, вращая стержень CB, который жёстко связан с осью кристалла, благодаря чему поворачивается и кристалл. При этом линия CR', связанная с салазками L, поворачивается в два раза быстрее, чем линия CB; точка V остаётся неподвижной.

Надо заметить, что путь, проходимый салазками L, пропорционален синусу угла отражения, т. е. пропорционален, по условию $n\lambda = 2d \sin\varphi$, длине волны. Шаг винта подобран так, что один полный поворот винта соответствует изменению длины волны на 1 X-ед. По нониусу легко можно было брать отсчёты с точностью до 0,001 X-ед. (до 0,000001 Å).

На рис. 7 представлен прибор в трёх положениях. В положении I прибор настроен на измерение интенсивности излучения определённой длины волны λ, которое отражается под углом φ. В положении III прибором измеряется интенсивность излучения под тем же брэгговским углом, но при отражении от противоположной стороны отражающих плоскостей. В дальнейшем будем различать положения прибора I и III, называя отражение в случае I — «отражением слева», а в случае III — «отражением справа». В случае II дано нулевое положение прибора, когда $\varphi = 0$, $\lambda = 0$; точки β, V и R при этом совпадают, и прямой пучок лучей пропускается коллиматором и регистрируется счётчиком.

На рис. 8 дан общий вид прибора. Здесь верхний стержень соответствует линии CR'. Он свободно вращается вокруг оси, на которой расположен кристалл.

Нижний стержень соответствует линии $C\beta$ и накрепко соединён с осью кристалла. Виден также длинный коллиматор, распо-

ложенный между счётчиком и кристаллом. Между планками видна ось OR, удерживающая источник на круге фокусировки. Точку O можно несколько перемещать на нижней планке при помощи винтов. Это нужно в том случае, если, например, отражающие плоскости кристалла не строго перпендикулярны ограничивающим его плоскостям и точка β смещена. Источник γ-излучения, поме-

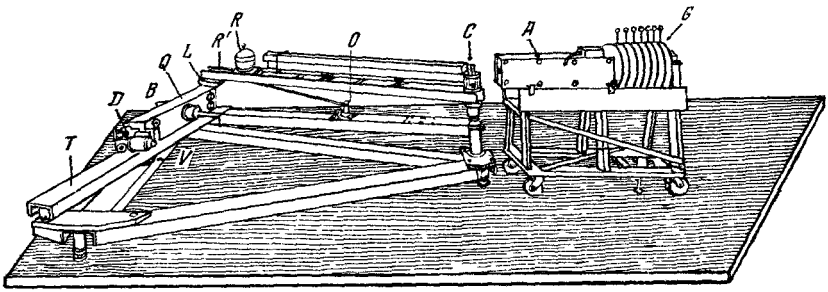

Рис. 8. Общий вид прибора.

щённый в шарообразный свинцовый держатель, закреплялся в фокусе прибора.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Исследование и градуировка прибора

Нижняя граница длин волн, доступных для изучения с помощью прибора, определяется тем углом между проходящим и отражённым пучком, при котором коллиматор ещё способен разделить их. Длина волны наиболее мягкого излучения (верхняя граница), которое можно исследовать с помощью прибора, равна приблизительно 500 X-ед., так что рабочий диапазон прибора в первом его варианте простирался от 7 до. 500 X-ед. в длинах волн, от 20 *кэв* до 1700 *кэв* в энергиях и от 10′ до 13° в углах (φ).

Столь широкая рабочая область прибора позволила для исследования фокусирующих свойств кристалла и градуировки прибора применить хорошо изученное рентгеновское излучение.

Точность фокусировки излучения кристаллом исследовалась следующим образом[2]. Рентгеновская трубка с вольфрамовым антикатодом помещалась в положение A (рис. 3) с выпуклой стороны кристалла. Регистратором служила фотопластинка, расположенная на фокальном круге. Размеры фокального пятна трубки были значительно меньше размеров рабочей поверхности кристалла. Поэтому при определённом положении антикатода трубки лучи K-серии вольфрама фокусировались лишь малой частью кристалла. Когда рентгеновская трубка перемещалась в другое положение и

работал соседний участок кристалла, K-линии вольфрама несколько смещались. Таким образом проводилась фокусировка K-спектра вольфрама при помощи десяти различных участков кристалла. Результаты такого исследования представлены на диаграмме рис. 9.

Прямыми, обозначенными цифрами, соединялись места фокусировки линии на фотопластинке с тем участком кристалла, от которого эти места на пластинке получены. По горизонтальной оси отложены расстояния вдоль круга фокусировки. В направлении, перпендикулярном лучам, масштаб сильно расширен. В параллельном же лучам направлении масштаб натуральный. Из диаграммы видно, что наименьшее расстояние между лучами диаграммы равно 0,06 *мм*. Значит, все места кристалла фокусируют лучи данной длины волны на участке фокального круга, не превышающем 0,06 *мм*. Соответственное размытие, выраженное в длинах волн, составляет $\Delta\lambda = 0{,}07$ X-ед. Это соответствует повороту прецизионного винта примерно на 0,07 полного оборота. Такое размытие фокуса происходит главным образом за счёт неравномерного изгибания кристалла (переменный радиус кривизны), а также, может быть, за счёт мозаичной структуры самого изогнутого кристалла.

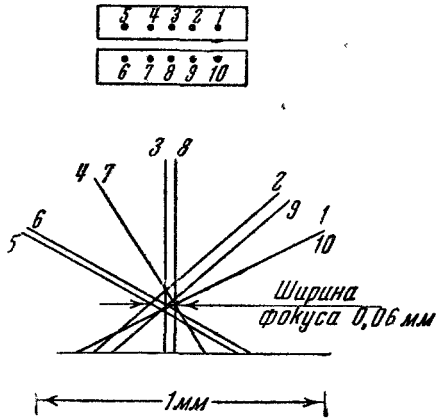

Рис. 9. Исследование остроты фокусировки.

Вследствие размытия фокуса, линии, исследуемые с помощью прибора, расширяются. Если относительное расширение линий $(\Delta\lambda/\lambda)$ вследствие неточной фокусировки лучей кристаллом в области длин волн ~ 200 X-ед. (K-серия вольфрама) составляет $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{0{,}07}{200} = 0{,}035\%$, то с уменьшением длины волны это значение увеличивается. Так, для аннигиляционного γ-излучения

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{ан.}} = \frac{0{,}07}{24} \cong 0{,}3\%,$$

а для линий с энергией ~ 1 *Мэв*

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0{,}6\%.$$

Однако измерение длин волн, как считают авторы, можно выполнить более определённо, так как можно определить положение центра кривой с точностью до 0,01 от её ширины.

Для измерений в области энергий, превышающих 1 *Мэв*, желательно было насколько возможно уменьшить размытие фокуса вследствие неточной фокусировки лучей кристаллом. Для этого необходимо было усовершенствовать держатели кристалла, которые определяют его форму и ответственны, в основном, за остроту фокусировки.

Проверка качества фокусировки кристалла производилась также с помощью K-серии серебра [2].

Рентгеновские лучи от трубки с вольфрамовым антикатодом, защищённой слоем свинца, чтобы исключить прямое попадание рентгеновского излучении трубки на фотопластинку, падали на серебряный экран. Флуоресцирующий серебряный радиатор служил источником. В фокусе прибора ставилась фотопластинка. При этом, ввиду больших размеров радиатора, работала вся поверхность кристалла. Полученная фотография K-серии серебра показывает, что ширина линий не превышает их естественной ширины, полученной ранее другими авторами. Это заключение подтверждается ещё и следующим: когда была закрыта свинцом часть рабочей поверхности кристалла, линии от этого не стали более узкими. Работа с K-серией серебра интересна ещё и тем, что она произведена в области лучей, предельно мягких для данного прибора.

Прежде чем начать измерения γ-спектров, необходимо было проградуировать прибор. Большой диапазон длин волн, охватываемый прибором, позволил сравнивать длины волн рентгеновских и γ-лучей. Для рентгеновского характеристического излучения длины волн могут быть определены с большой точностью. Поэтому естественно было проградуировать прибор по какой-нибудь рентгеновской линии. В данном случае были использованы лучи K-серии вольфрама. Эти рентгеновские лучи были выбраны ввиду доступности и удобства рентгеновской трубки с вольфрамовым антикатодом, а также потому, что их энергия достаточно велика. Но значение энергий линий K-серии вольфрама до сих пор не было достаточно точно известно. Поэтому в той же лаборатории, где был сконструирован γ-спектрометр, была проделана специальная работа [4,14] по определению точного значения энергии $K\alpha_1$-линии вольфрама (соответствующей переходу $L_{111} \longrightarrow K$) с помощью двойного кристаллического спектрометра, схема которого приведена на рис. 10.

На вращающиеся столики (*1* и *2*) ставятся два плоских кристалла кварца, причём плоскости (310), которые и в данном случае были отражающими, перпендикулярны поверхностям кристаллов. Подставка, на которой стоят оба столика, может вращаться вокруг оси столика *1*. Лучи из рентгеновской трубки, находящейся

в точке *А*, проходят через щель *Б* и пронизывают кристалл *1*. Этот кристалл ставится по отношению к пучку под таким углом, чтобы плоскости (310) отражали лучи интересующей нас длины волны. Отражённые кристаллом *1* лучи выделяются второй щелью *В* и падают на кристалл *2*. Отражение (в первом порядке) от кристалла *2* происходит лишь в двух его положениях — параллельном и антипараллельном (показано пунктиром), что соответствует отражению «слева» и «справа» от плоскостей кристалла *2*.

Счётчик *Г*, который можно было поворачивать вокруг оси кристалла *2*, регистрировал отражённые рентгеновские кванты при различных положениях кристаллов.

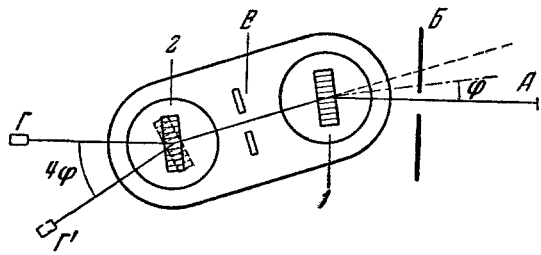

Рис. 10. Двойной кристаллический спектрометр.

Кристаллы *1* и *2* могли быть повёрнуты на 180°. Угол между направлением пучка и кристаллом *2* можно было измерять с очень большой точностью.

Для определения точного значения $\lambda_{K_{\alpha_1}}$ вольфрама перед щелью *Б* двойного кристаллического спектрометра ставились рентгеновские трубки поочерёдно с вольфрамовым и молибденовым антикатодом. С наибольшей возможной точностью измерялись брэгговские углы для линий K_{α_1} вольфрама и K_{α_1} молибдена и сравнивались между собой. По очень хорошо известной длине волны K_{α_1} молибдена ($\lambda_{MoK_{\alpha_1}} = 707{,}831$ X-ед.) и определив отношение указанных углов, находили длину волны $\lambda_{K_{\alpha_1}}$ вольфрама, которая у них получилась равной

$$\lambda_{WK_{\alpha_1}} = \frac{\sin\varphi_W}{\sin\varphi_{Mo}}\lambda_{Mo} = 208{,}575 \mp 0{,}008 \text{ X-ед.}$$

Затем рентгеновская трубка с вольфрамовым антикатодом ставилась в фокусе градуируемого спектрометра, и узкой щелью выделялся пучок рентгеновских лучей[4].

Селективно отражённые от кристалла лучи фиксировались счётчиком с четырьмя ячейками.

Для линии K_{α_1} получено на γ-спектрометре значение $\lambda_{K_{\alpha_1}} = 208{,}623 \mp 0{,}008$ X-ед., т. е. несколько большее, чем на двойном кристаллическом спектрометре. Отношение $\alpha = \frac{208{,}623}{208{,}575} = 1{,}00023$ вводится как градуировочный множитель прибора.

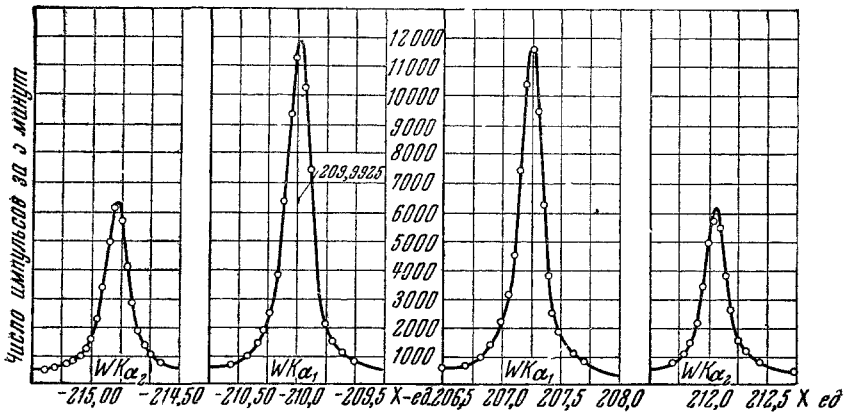

Рис. 11. K_α-дублет вольфрама.

Истинное значение λ находилось делением полученного на приборе значения для длины волны на α.

В дальнейшем была измерена не только длина волны линии

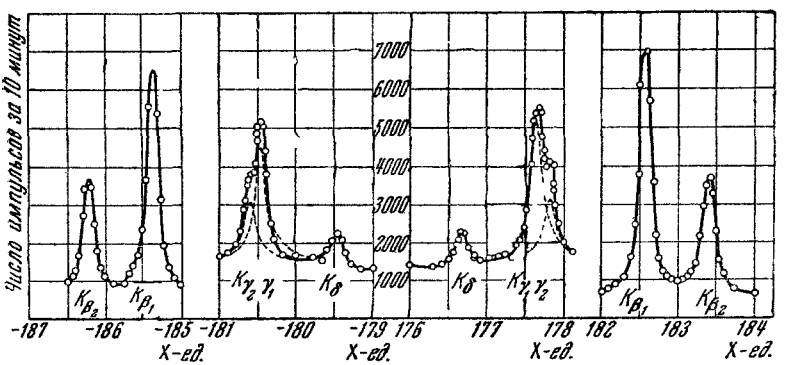

Рис. 12. K_β-, K_γ-, K_δ-линии вольфрама.

WK_{α_1}, но и второй линии K_α-дублета (K_{α_2}). На рис. 11 и 12, где по оси абсцисс отложены значения длин волн в X-ед., а по оси ординат число импульсов в счётчике за 5 и 10 мин., видно, что K_α-дублет разрешён полностью. Линия K_{α_2} соответствует

переходу $L_{11} \longrightarrow K$. Расстояние между линиями K_{α_1} и K_{α_2} (в длинах волн) получилось равным 4,812∓0,007 X-ед. Эта величина совпадает со значением, вычисленным теоретически по разности энергий уровней L_2 и L_3. K_β-дублет также полностью разделён (K_{β_1} соответствует переходу $M_{111} \longrightarrow K$, K_{β_2} — переходу $M_{11} \longrightarrow K$).

Разделение составляет 0,805∓0,001 X-ед. На рис. 12 даётся неполностью разделённый дублет K_γ (K_{γ_1}-линия соответствует переходу $N_{111} \longrightarrow K$, K_{γ_2} — переходу $N_{11} \longrightarrow K$) и неразделённый дублет K_δ (соответствует переходу O_{11}, $O_{111} \longrightarrow K$).

Ниже приводится таблица, содержащая данные, полученные

Таблица I

Длины волн K-спектра вольфрама (в X-ед.)

Линия / Автор	α_2	α_1	β_2	β_1	γ_2	γ_1	δ
Дюмонд . .	213,387 ∓0,010	208,575*) ±0,008	184,772 ±0,020	183,967 ±0,020	179,212 ±0,020	179,038 ±0,020	178,052 ±0,020
Ингельстам	213,382	208,571	184,795	183,991	179,232	179,049	178,073
Гудзон . .	213,38	208,57	184,73	183,93	179,13	178,95	177,99
Зигбан . .	213,52	208,85	184,36		179,40		—

*) Получено на двойном кристаллическом спектрометре.

при изучении K-спектра вольфрама. В ней, для сравнения, приводятся также данные других экспериментаторов.

2. 411-*кэв* линия Au^{198}

Первой γ-линией, изученной на данном приборе, была γ-линия радиоактивного изотопа золота Au^{198} (411 *кэв*)[5].

Источником служила пластинка золота размерами 30×5×0,1 *мм*, которая ставилась в фокусе прибора и была обращена торцом (стороной 0,1 *мм*) к кристаллу. Предварительно эта пластинка облучалась мощным потоком нейтронов в окриджском котле. В результате ядерной реакции $Au^{197}(n\gamma)Au^{198}$ получался радиоактивный изотоп золота Au^{198} с периодом полураспада 2,7 дня. К началу измерений активность источника была равна 1 кюри. Такая большая активность необходима при этих измерениях потому, что коэффициент отражения от плоскостей кварца для 411-*кэв* излучения весьма мал (0,3%).

Для регистрации отражённых лучей применялся счётчик с четырьмя ячейками, эффективность которого по отношению к γ-кван-

там с энергией порядка 0,5 *Мэв* составляла 8%. Фон счётчика в отсутствие источника составлял 32 импульса в минуту. Такой сравнительно невысокий фон получен в результате удовлетворительной конструкции самого счётчика, а также тщательной его экранировки.

Результаты измерений с Au^{198} приводятся на рис. 13. Здесь по оси абсцисс отложены длины волн в X-единицах, а по оси ординат — число импульсов за 5 минут.

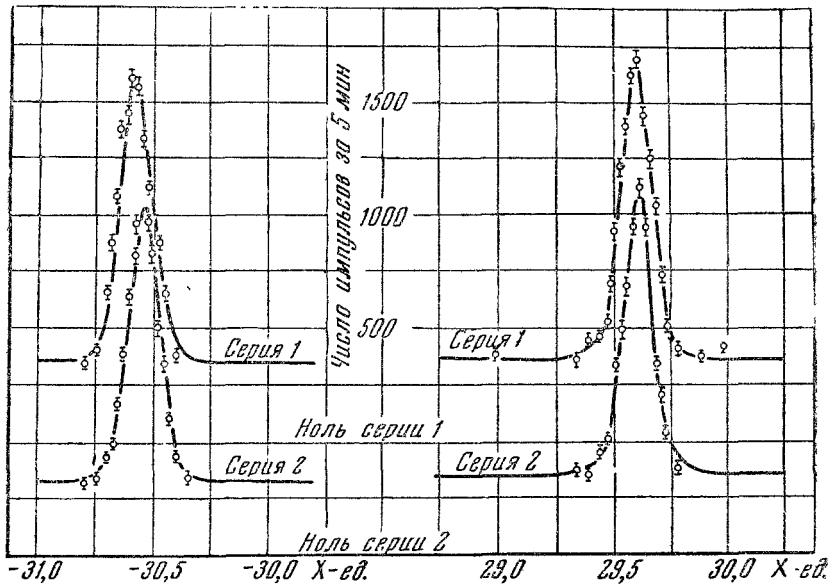

Рис. 13. 411-*кэв* линия Au^{198}.

Измерения проводились при отражении как «справа», так и «слева» от отражающих плоскостей кристалла. Всего было проведено 4 серии измерений, две из которых даны на рисунке. Из кривых видно, что значения абсцисс для пика линии, полученной при отражении «слева» и «справа», не одинаковы. Это говорит о том, что точка β прибора (см. рис. 4) несколько смещена. В этом и во всех дальнейших случаях берётся полусумма показаний измерений «слева» и «справа». Во всех 4 сериях измерений величина пика превышала фон приблизительно в 4 раза. Фон здесь получается главным образом за счёт рассеяния свинцовыми пластинами коллиматора лучей из проходящего пучка. Этот фон, очевидно, должен увеличиваться с уменьшением брэгговского угла. Последний для лучей с энергией в 411 *кэв* составляет 20′. Следует подчеркнуть, что ширина кривых для линии 411 *кэв* Au^{198},

полученная на этом приборе, достаточно велика (порядка 0,125 X-ед. или 0,4%). Естественная ширина линии безусловно много меньше. Расширяют линию геометрические факторы прибора. К ним относится прежде всего ширина (протяжённость по фокальному кругу) источника. Оптимальной шириной источника для данного прибора является ширина его фокуса, равная 0,06 *мм*. Бо́льшая ширина источника существенно расширяет линию. Однако создание малого, но сильного источника является весьма трудной задачей.

Второй причиной расширения линии является неточная фокусировка лучей кристаллом. При изучении линий, подобных линии 411 *кэв* Au^{198}, очень удобно производить анализ этих геометрических факторов, так как естественная ширина линии в этом случае может полагаться равной нулю.

Если бы имелся широкий источник и прибор обладал бы точной фокусировкой, то экспериментально получаемая линия имела бы вид прямоугольника, ширина которого равна ширине источника. В реальном случае — случае неточной фокусировки излучения кристаллом — линия ещё больше расширяется. Анализируя экспериментальную форму линии, можно определить влияние неточной фокусировки и построить соответствующую кривую. Из результатов измерений линии 411 *кэв* Au^{198} авторы строят кривую влияния неточной фокусировки и пользуются ею при изучении формы линии аннигиляционного излучения, имеющей естественную ширину.

Точное значение энергии γ-линии, полученное путём усреднения по всем четырем сериям, оказывается равным $E = 0{,}41118 \mp 0{,}00005$ *Мэв*. Здесь значение энергии даётся с точностью до 0,01%.

С этой величиной согласуется значение $0{,}408 \mp 0{,}004$ *Мэв* для линии Au^{198}, полученное недавно с помощью магнитного спектрометра Леви и Гроулингом. Однако здесь погрешность определения энергии составляет 1%.

3. Аннигиляционное γ-излучение[6]

Для градуировки магнитных спектрометров очень важно иметь точные значения энергий ряда γ-линий в значительном диапазоне энергий. В области энергий порядка 0,5 *Мэв*, наиболее часто применяемым в целях градуировки, является аннигиляционное излучение. Позитроны, испускаемые β^+-радиоактивным веществом, аннигилируют с электронами вещества, образуя в подавляющем большинстве случаев два γ-кванта. Если центр тяжести системы электрон-позитрон не обладает заметной кинетической энергией в момент аннигиляции, то закон сохранения энергии и импульса будет выполняться лишь в случае, если, во-первых, образующиеся кванты аннигиляционного излучения будут иметь одинаковые энер-

гии, равные в точности m_0c^2, где m_0 — масса покоя электрона, c — скорость света; и, во-вторых, если кванты разлетятся под углом 180° друг относительно друга. Если же центр масс системы e^+-e^- обладает некоторой кинетической энергией, то энергия квантов уже не будет равна m_0c^2, и угол разлёта между ними будет отличен от 180°.

Если перед тем как аннигилировать, позитроны полностью потеряют свою кинетическую энергию, что, повидимому, имеет место, то всё же кинетическая энергия центра масс может быть отлична от нуля за счёт скоростей электронов.

Ввиду того, что кванты аннигиляционного излучения испускаются движущейся с определённой скоростью системой, имеет место Допплер-эффект — изменение длины волны излучения и, следовательно, изменение его энергии, наблюдаемое экспериментатором в лабораторной системе координат. При данной скорости центра масс системы e^+-e^- это изменение длины волны зависит от угла, между направлением образующегося γ-кванта и направлением движения этой системы (угол α).

Так как существует вероятность вылета γ-кванта под любым углом α, то наблюдается и различное изменение длины волны $\Delta\lambda$. Аннигиляционная линия расширяется. Допплеровское расширение линии тем больше, чем больше скорость электронов, с которыми аннигилируют позитроны.

В веществе существует несколько типов электронов, обладающих различными скоростями: электроны проводимости (в металле), электроны K, L, M и т. д. уровней атома.

Если бы позитроны были способны аннигилировать со всеми этими электронами, то аннигиляционная линия получила бы многоярусное строение — к узкой центральной части линии примыкал бы ряд широких крыльев (соответствующих различным типам электронов). Вероятность проникновения позитрона во внутренние оболочки атома мала ввиду отталкивания его положительно заряженным ядром. Однако всё же следует ожидать, что аннигиляционная линия не будет очень узкой уже вследствие аннигиляции позитрона с электронами проводимости (в металле). Анализ формы аннигиляционной кривой позволяет ответить на интересный вопрос — с какими электронами аннигилируют позитроны. В качестве источника аннигиляционного излучения был взят радиоактивный изотоп меди Cu^{64}, полученный при бомбардировке обыкновенной меди нейтронами в котле.

Лишь 20% распадов Cu^{64} происходит с испусканием позитронов. Только эти распады ведут к образованию аннигиляционных γ-лучей. Ввиду этого обстоятельства, а также потому, что коэффициент отражения плоскостей (310) кварца для излучения с энергией 510 *кэв* весьма мал (0,2%), для исследования требуется источник большой активности.

В данной работе активность источника, которым служила пластинка радиоактивной меди размерами в 30×10×1 *мм*, составляла 2,5 кюри. Расположение источника в приборе показано на рис. 14 (вид сверху). Для того чтобы ограничить протяжённость источника по фокальному кругу, перед ним ставилась узкая щель (0,1 *мм*), расположенная точно на круге фокусировки. Пучок γ-лучей выделялся свинцовым коллиматором.

При таком широком источнике со щелью получается выгода в интенсивности в 3 раза по сравнению с тем случаем, когда поставлен источник толщиной в 0,1 *мм*, но без выделяющей щели. Это увеличение интенсивности можно объяснить следующим образом. Максимальная энергия испускаемых медью (Cu^{64}) позитронов равна приблизительно 0,66 *Мэв*; соответствующий максимальный пробег составляет около 0,3 *мм*. Аннигилируют же позитроны в конце пробега.

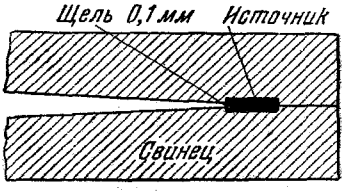

Рис. 14. Установка источника (Cu^{64}). (Масштаб не соблюдён.)

Поэтому в центральной области пластинки аннигилируют позитроны, приходящие из всех точек пластинки, удалённых от центра на расстояние максимального пробега.

Наличие такого широкого источника безусловно расширяет линию и снижает качество анализа формы кривой. Однако точность определения энергии пика существенно не страдает.

В работе использовался счётчик описанной выше конструкции, состоящий из девяти ячеек (вместо 4). Эффективность его по отношению к аннигиляционным γ-лучам составляла 30%, плато счётчика было равно 100 вольтам. Для уменьшения фона, вносимого космическими лучами, счётчик окружался несколькими γ-счётчиками, включёнными по схеме антисовпадений с ним.

Результаты измерений представлены на рис. 15, где по оси абсцисс отложены длины волн в X-единицах, а по оси ординат — число импульсов в течение 5 мин. Максимальное число импульсов, сосчитанное за 5 мин., составляет около 3500. Здесь приведены три из семи проделанных серий измерений. Так как период полураспада Cu^{64} равен 12,8 часа, то экспериментальную кривую приходилось пересчитывать, учитывая ослабление источника. На рисунке даны уже пересчитанные кривые. Знак плюс или минус перед абсциссой указывает «справа» или «слева» от плоскостей кристалла происходит отражение.

Из данных каждой серии измерений затем определялась длина волны, соответствующая центру аннигиляционной кривой. Это определение производилось несколькими способами. Первый из них состоял в том, что к обеим сторонам кривой проводились

касательные в её наиболее крутой части до их пересечения, и находилась абсцисса точки пересечения.

По второму способу на полувысоте кривой проводилась горизонтальная линия, соединяющая обе её ветви, и в центре её восстанавливался перпендикуляр. Точка пересечения перпендикуляра

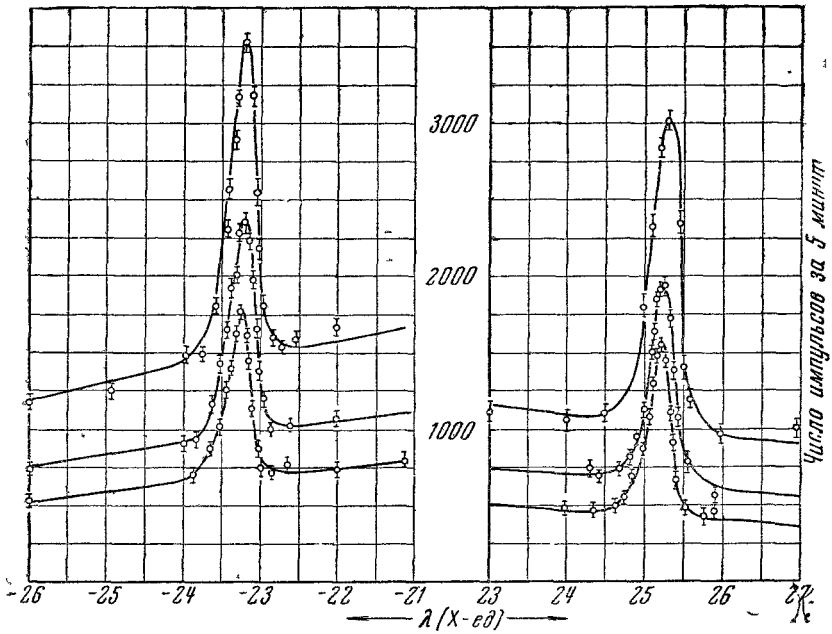

Рис. 15. 510-*кэв* линия аннигиляции.

с осью абсцисс давала искомую длину волны. Оба эти способа обработки результатов применялись как при предварительном вычитании фона, так и без вычитания фона.

Все эти данные затем усреднялись. В результате для длины волны аннигиляционной линии получено значение $\lambda = 0{,}024271 \mp 0{,}000010$ Å. Вероятная ошибка, взятая как среднее квадратичное отклонение от среднего, составляет 0,01%. В приведённой здесь погрешности она помножена на 4, чтобы учесть возможные систематические ошибки прибора.

Величина 0,00001 Å соответствует передвижению салазок L (см. рис. 7) на 0,01 *мм*. Значение для комптоновской длины волны, полученное путём комбинации хорошо известных универсальных постоянных h, m_0 и c,

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 0{,}0242650 \mp 0{,}0000025 \text{ Å}$$

хорошо согласуется с этой, экспериментально полученной величиной.

Для энергии линии аннигиляционного излучения авторы считают наиболее достоверным значение

$$E = m_0c^2 = 0{,}51079 \mp 0{,}00006 \text{ Мэв}.$$

Остановимся теперь более подробно на второй части анализа результатов работы по аннигиляционному излучению. Для того чтобы проанализировать форму кривой аннигиляции, данные всех серий измерений суммировались в одну кривую сучётом распада. Эта кривая—сумма экспериментальных кривых—приведена на рис. 16.

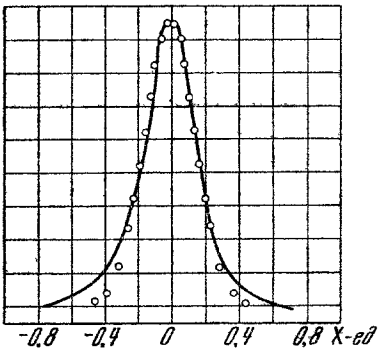

Рис. 16. Суммарная кривая аннигиляции.

По оси абсцисс на чертеже отложены в X-единицах отклонения от центра кривой, по оси ординат—интенсивность в произвольных единицах.

Если бы естественная ширина γ-линии была равна нулю, то экспериментальная кривая имела бы всё же определённую ширину, определяемую геометрией прибора. В данном случае расширяющими факторами являются следующие: конечная ширина щели (0,1 *мм*), проникновение излу-

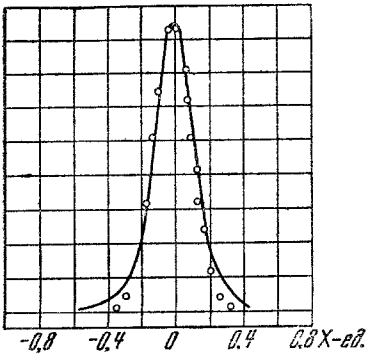

Рис. 17. Геометрическая кривая.

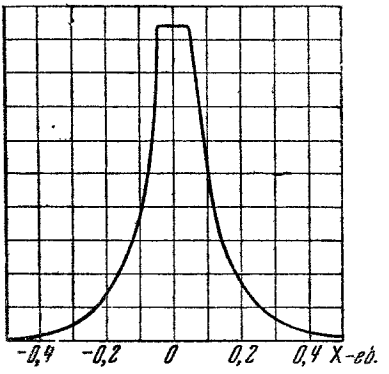

Рис. 18. Кривая источника.

чения через края свинцовой щели (источник имеет ширину 1 *мм*, т. е. в 10 раз шире щели) и неточная фокусировка лучей изогнутым кристаллом.

Учитывая все эти факторы, для данного прибора можно теоретически построить кривую, изображающую форму линии в том случае, если бы её естественная ширина была равна нулю.

Такая кривая, построенная авторами, приведена на рис. 17 (геометрическая кривая). На рис. 18 приведена кривая, учитывающая влияние протяжённости источника по фокальному кругу.

Экспериментальная кривая (рис. 16) получается, очевидно, в результате наложения геометрической и естественной спектральной кривой. Сопоставляя рис. 16 и 17, мы, действительно, обнаруживаем, что полуширина (ширина линии на полувысоте её) экспериментальной кривой больше полуширины геометрической кривой. Однако превышение это очень невелико, поэтому естественная и геометрическая ширины сравнимы по величине, и здесь нельзя требовать большой точности в определении формы истинной кривой аннигиляции.

На рис. (16) и (17) точками нанесены кривые распределения Гаусса вида:

$$A_i (2\pi)^{-1/2}\sigma_i^{-1} e_i^{\frac{-x^2}{2\sigma^2}}, \qquad (2)$$

где σ_i — полуширина кривой, A_i — постоянный коэффициент, x — координата с параметрами σ_i и A_i, подобранными так, чтобы гауссовы кривые наилучшим образом совпадали с экспериментальной и геометрической кривыми. Такими наилучшими значениями являются: для экспериментальной кривой $\sigma_э = 0{,}15$ X-ед. и $\sigma_г = 0{,}115$ X-ед. — для геометрической. Предположим, что истинная кривая аннигиляции представляет собой также кривую вида (2) с $\sigma_i = \sigma_{ист}$; тогда её полуширина определится из соотношения

$$\sigma^2_{ист} = \sigma^2_э - \sigma^2_г$$

($\sigma_{ист}$ — полуширина естественной кривой аннигиляции).

Подставляя для $\sigma_э$ и $\sigma_г$ их значения, имеем:

$$\sigma_{ист} = 0{,}096 \text{ X-ед.}$$

Такое расширение кривой при условии, что позитрон во время аннигиляции покоится, предполагает кинетическую энергию электрона, равную 16 *эв*. Такими энергиями могут обладать лишь электроны проводимости меди. Отсюда следует, что основная масса позитронов, повидимому, аннигилирует с электронами проводимости.

Скорости электронов оболочек значительно выше. Так, если для энергии 16 *кэв* $\beta = \frac{v}{c} = 0{,}004$, то для электронов оболочек K, L, M атома меди соответственно имеем (приближённо) $\beta_K = 0{,}20$, $\beta_L = 0{,}060$, $\beta_M = 0{,}017$.

Если бы часть позитронов аннигилировала с электронами оболочек, то у основания кривой аннигиляции получились бы соот-

ветственные крылья, ширина которых далеко превосходила бы геометрическую ширину прибора и поэтому их можно было бы хорошо изучить. Однако наличие большого фона затрудняет анализ основания кривой.

Можно, зная фон, который был измерен при изучении Au^{198}, оценить фон, ожидаемый для данного исследуемого источника и результаты сравнить с усреднённым по всем сериям измерений фоном для аннигиляционного излучения.

Такое сравнение показывает, что исследуемый фон выше ожидаемого. Но это превышение находится в пределах ошибки.

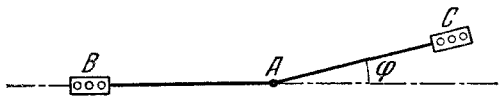

Рис. 19. Схема установки Н. А. Власова и Б. С. Джелепова. (Масштаб не соблюдён.)

К тому же такая оценка неоднозначна, так как фон сильно меняется в зависимости от угла отражения.

Всё это приводит к заключению, что в данной работе никаких положительных результатов по изучению широких крыльев у подножия кривой не получено.

Явление аннигиляции также исследовалось советскими учёными—Н. А. Власовым и Б. С. Джелеповым[7].

Ими были проделаны опыты по определению углового распределения аннигиляционных γ-квантов.

Уже говорилось, что если бы в момент аннигиляции центр масс системы позитрон-электрон не обладал кинетической энергией, то два аннигиляционных γ-кванта разлетались бы точно в противоположные стороны, что следует из законов сохранения. При наличии же некоторой кинетической энергии угол между направлением полёта двух квантов будет отличен от 180°.

На рис. 19 дана схема установки Власова и Джелепова. Источник аннигиляционных γ-лучей (Cu^{64}) помещался в точке *A*. Две пачки γ-счётчиков *B* и *C*, включённые по схеме совпадений, расположены по обеим сторонам источника. Пачка *C* может вращаться вокруг оси, проходящей через источник; пачка *B* закреплена неподвижно. Регистрируется число совпадений в зависимости от угла φ, на который поворачивается пачка *C* от прямой, источник—пачка *B*. Если по оси абсцисс отложить угол φ, а по оси ординат—число совпадений в единицу времени, то получим кривую, вида приведённой на рис. 20.

Максимальное число совпадений находится при $\varphi=0$.

Разрешающая способность построенного авторами прибора настолько высока, что позволила им получить форму кривой,

очень близкую к её естественной форме. Из анализа её ширины вытекает однозначный вывод, что в подавляющем большинстве

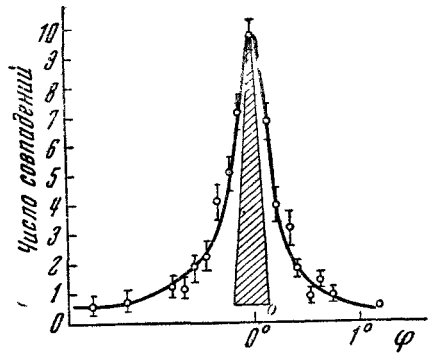

Рис. 20. Угловое распределение аннигиляционных γ-квантов (опыты Власова и Джелепова). Треугольник показывает разрешающую способность прибора.

случаев аннигиляция происходит, когда энергия центра масс системы $e^+ - e^-$ составляет менее 10 *эв*.

4. Схема распада J^{131}

Из работ по исследованию γ-излучения в области энергий, меньших 0,5 *Мэв*, произведённых на описанном γ-спектрометре, необходимо остановиться на исследовании γ-излучения радиоактивного изотопа иода J^{131} [8].

До этой работы существовали две гипотетические схемы распада J^{131}. На рис. 21 слева изображена схема Метцгера и Дойча [9], справа—схема Оуена, Моя и Кука [10]. Оба предположения основываются на измерениях энергий γ-линий с помощью магнитного γ-спектрометра. Точность определения энергии указанными авторами составляла около 1%. По первой схеме γ-линии 284 *кэв* и 80 *кэв* должны составлять каскад, по второй же схеме должны существовать два каскада, показанные на рисунке. Если верна первая схема, то сумма энергий 284- и 80-*кэв* линий должна быть точно равна энергии 364-*кэв* линии.

Если верна вторая схема, должно выполняться равенство

$$E_{80} + E_{364} = E_{284} + E_{163}.$$

При помощи кристаллического фокусирующего спектрометра измерялись энергии трёх γ-линий.

В результате получены следующие значения энергий:

$$E_{364} = 364{,}18 \mp 0{,}1 \text{ кэв},$$

$$E_{80} = 80{,}133 \mp 0{,}005 \text{ кэв},$$

$$E_{284} = 284{,}13 \mp 0{,}1 \text{ кэв}.$$

С точностью до 0,02% выполняется равенство

$$E_{364} = E_{284} + E_{80},$$

что говорит в пользу схемы Метцгера и Дойча.

Этот изящный эксперимент является первым опытом по проверке комбинационного принципа Ритца в применении к ядерным уровням. Он свидетельствует также о совершенстве самого прибора.

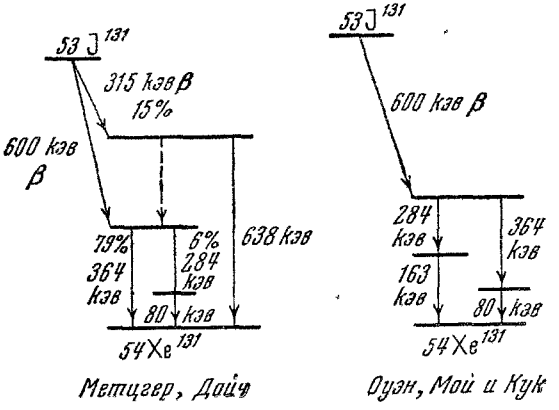

Рис. 21. Две схемы распада J^{131}.

Желательно было бы измерить и энергию 163-*кэв* γ-линии. Однако авторы не успели её изучить ввиду малого периода полураспада источника.

Если бы удалось показать, что интенсивности линий I_{80} и I_{284} одинаковы, это также свидетельствовало бы о том, что две линии 80- и 284-*кэв* образуют каскад.

Чтобы сравнивать интенсивности этих линий, нужно внести поправки в интенсивности, полученные из эксперимента. Эти поправки должны учитывать разную эффективность счётчика по отношению к γ-лучам различных энергий, а также разный коэффициент отражения этих линий плоскостями кварца.

После внесения указанных поправок оказалось, что интенсивности линий в 80 *кэв* и 264 *кэв* одного порядка.

5. γ-линии Co^{60}

Все предыдущие измерения на данном приборе производились с γ-лучами, энергия которых лежит в области до 0,5 *Мэв*.

Однако существует много радиоактивных изотопов, испускающих γ-лучи, энергии которых превышают 1 *Мэв* и даже 2 *Мэв*.

Для того чтобы производить измерения в этой, более жёсткой области, необходимо было внести существенные изменения в первоначальный вариант прибора[11].

Существуют две основные трудности при переходе в жёсткую область. Первая состоит в том, что при уменьшении длины волны γ-излучения уменьшается (при той же постоянной решётки d) и брэгговский угол отражения. Это ведёт к тому, что угол между направлениями отражённого и проходящего пучков становится очень малым, благодаря чему происходит наложение этих пучков друг на друга.

Первый коллиматор, построенный авторами, позволил измерять γ-спектры вплоть до $\lambda = 7$ X-ед.

В настоящее время построен коллиматор того же типа, какой описан в начале обзора, но несколько видоизменённый. Вместо шести свинцовых пластин, образующих щели коллиматора, в новом варианте ставились 24 пластины. Такой коллиматор позволял различить углы между проходящим и отражённым пучком порядка 8′. Этому углу соответствует угол Брэгга в 4′ и граничное значение энергии, равное 3,0 *Мэв*.

Вторая трудность состоит в том, что при уменьшении длины волны γ-излучения сильно, как квадрат её длины, уменьшается коэффициент отражения излучения от плоскостей кристалла и, следовательно, падает интенсивность отражённых лучей. Это затруднение было бы преодолено, если бы удалось создать сильный γ-источник. Но слишком малый объём источника, задаваемый размерами фокуса, требует приготовления источников с чрезвычайно большой удельной активностью, тем большей, чем больше энергия квантов. А это далеко не всегда возможно. Поэтому необходимо находить другие пути для увеличения интенсивности отражённых лучей.

Можно идти по пути увеличения вероятности рассеяния лучей в кристалле, что достигается увеличением его размеров и выбором других отражающих плоскостей.

Для жёстких γ-лучей можно увеличивать толщину кристалла, существенно их не ослабляя. Пропорционально толщине растёт и интенсивность отражённых лучей.

Однако чем толще кристалл, тем труднее его изгибать без различного рода деформаций.

Повышение интенсивности отражённых лучей достигается увеличением рабочей поверхности кристалла — размеров самого кристалла и окон в стальных держателях.

При этом, однако, увеличивается размытие получаемых линий вследствие геометрической аберрации.

Увеличением рабочей поверхности кристалла трудно достичь желаемых результатов ещё и потому, что, во-первых, трудно получить совершенный кристалл больших размеров; во-вторых, с увеличением кристалла возрастают и размеры счётчика, вследствие чего увеличивается его фон.

В данной работе, во втором варианте прибора, рабочая площадь кристалла увеличена приблизительно в два раза за счёт увеличения окон во вновь изготовленных стальных держателях кристалла.

Можно также попытаться найти другие отражающие плоскости кварца или другие кристаллы, коэффициент отражения которых для жёстких γ-лучей был бы гораздо больше. Но и здесь возникают немалые трудности. Первой из них является то, что постоянная решётка отражающих плоскостей должна быть по возможности малой.

Из уравнения $n\lambda = 2d \sin \varphi$ видно, что при увеличении d (для данной λ) угол Брэгга (φ) становится малым, так что в случае жёстких лучей никакой коллиматор не сможет разделить прямой и проходящий пучки. Кроме того, кристалл, имея большие размеры, должен быть близким к типу совершенных кристаллов, легко подвергаться механической обработке (шлифовке, изгибанию) без значительных деформаций.

Все эти требования сильно сужают класс пригодных для прибора кристаллов.

Интенсивность счёта отражённых лучей можно увеличить, усовершенствуя счётчик.

Не все γ-кванты, уже отражённые кристаллом, регистрируются счётчиком. Желательно, насколько возможно, увеличивать эффективность счётчика по отношению к γ-излучению. Это можно сделать, подбирая оптимальную толщину свинцовых дисков для данной энергии излучения. Дело в том, что увеличение толщины дисков дальше определённого предела не ведёт к увеличению эффективности счётчика, так как начинает сказываться поглощение образованных квантами электронов. При уменьшении же толщины дисков уменьшается вероятность выбивания электронов квантами.

Увеличивать эффективность счётчика можно также, увеличивая число свинцовых дисков на единицу длины счётчика. Счётчик с увеличенной таким образом эффективностью применялся в данной работе. Конструирование и изготовление таких счётчиков — весьма кропотливая и длительная работа. Для данного прибора

требуется счётчик с достаточно низким фоном; плато его должно быть широким и плоским.

Изменение коллиматора, увеличение рабочей площади кристалла и эффективности счётчика позволили с помощью описанного прибора провести изучение линий в области энергий, превышающих 1 *Мэв*.

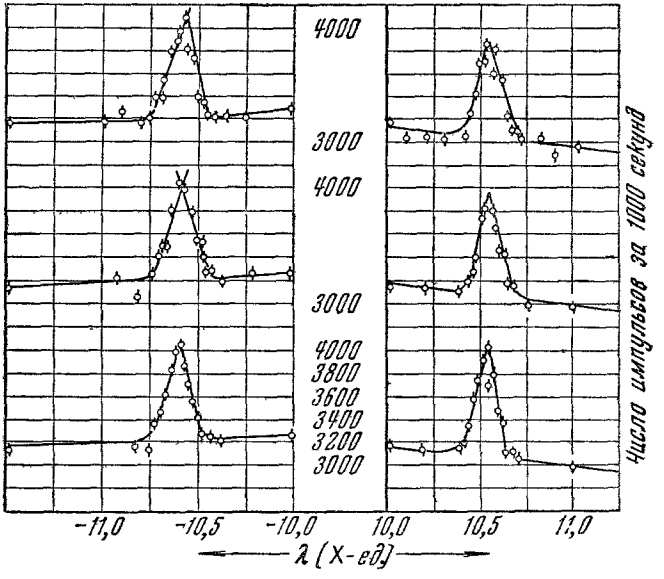

Рис. 22. 1,1-*Мэв* линия Co^{60}.

Исследовались две линии радиоактивного изотопа кобальта Co^{60} (1,1 *Мэв* и 1,3 *Мэв*), активность источника в данном случае была 50 милликюри.

Проведено несколько серий измерений. Для примера на рис. 22 приведены результаты некоторых измерений. По оси абсцисс отложены длины волн в X-единицах, по оси ординат — число импульсов за 1000 сек.

Несмотря на высокий фон, получаемый вследствие малости брэгговского угла φ, вполне отчётливо видны максимумы. Вертикальными черточками в каждой экспериментальной точке показана статистическая ошибка (корень квадратный из числа сосчитанных импульсов). В результате усреднения по всем сериям измерений получены следующие значения для энергий линий:

$$E_1 = 1331{,}6 \text{ кэв} \pm 1{,}0; \quad \lambda = (9{,}308 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-11} \text{ см};$$

$$E_2 = 1171{,}5 \text{ кэв} \pm 1{,}0; \quad \lambda = (10{,}580 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-11} \text{ см}.$$

В этой же работе исследовалась отражательная способность плоскостей кварца (310) для излучения в 1,1 *Мэв* и 1,3 *Мэв*. Было получено, что площади линий с энергией 1,1 и 1,3 *Мэв* приблизительно одинаковы, а следовательно, интенсивности этих линий тоже одинаковы, так как коэффициенты отражения для них не очень сильно отличаются друг от друга. Если I — полная интенсивность излучения источника, то

$$I_{1,1} = I_{1,3} = \frac{I}{2},$$

где $I_{1,1}$ и $I_{1,3}$ — интенсивности излучения источника с энергией 1,1 *Мэв* и 1,3 *Мэв* соответственно. Тогда отражательная способность кристалла, например, для излучения с энергией 1,1 *Мэв*, определится как отношение

$$\alpha_{1,1} = \frac{I_{1,1\text{отражённая}}}{I_{1,1}} = 2\,\frac{I_{1,1\text{ отражённая}}}{I}.$$

$I_{1,1\text{ отражённая}}$ известна из опыта. Остаётся определить полную интенсивыость I. Это производилось следующим образом: прибор ставился в нулевое положение так, что всё проходящее через кристалл излучение пропускалось коллиматором и попадало в счётчик. Ввиду большой интенсивности излучения приходилось снимать кривую поглощения. Между счётчиком и источником ставился свинцовый фильтр, и изучалось число импульсов в единицу времени в зависимости от толщины фильтра. Интенсивность излучения, прошедшего через фильтр толщиной в l, выражается формулой $I = I_0 e^{-\mu l}$, где I_0 — начальная интенсивность излучения, μ — коэффициент поглощения вещества.

Если по оси абсцисс отложить толщину фильтра l, а по оси ординат логарифм интенсивности, получится прямая линия, экстраполирование которой к значению при $l = 0$ давало искомую интенсивность I_0.

В результате получено, что отношения $\frac{I_{1,1\text{ отражённая}}}{I_{1,1}}$ и $\frac{I_{1,3\text{ отражённая}}}{I_{1,3}}$ имеют следующие значения:

$$\alpha_{1,1} = 4{,}97 \cdot 10^{-4}\ (0{,}0497\,\%);$$
$$\alpha_{1,3} = 4{,}12 \cdot 10^{-4}\ (0{,}0412\,\%).$$

6. Коэффициенты отражения[13]

В предыдущем разделе рассказывалось о том, каким образом определялась отражательная способность плоскостей (310) кварца для γ-излучения Co^{60}.

Знание зависимости отражательной способности кристалла от длины волны излучения чрезвычайно существенно. Оно позволило бы определять интенсивности изучаемых линий на основании экспериментальных данных.

С другой стороны, сравнение экспериментально найденной зависимости коэффициентов отражения от длины волны с теоретически предсказанной для различных типов кристалла позволило бы делать выводы о структуре кристалла.

Дюмонд и сотрудники провели серию измерений отражательной способности кристалла кварца плоскости (310) в весьма широком диапазоне длин волн.

Точно так же, как для излучения Co^{60}, были проделаны опыты для γ-излучения Au^{198} (411-*кэв*) ($\lambda = 30{,}09$ X-ед.).

Отражательная способность определялась также для K_{α_1}-линий Th ($\lambda = 132{,}3$ X-ед.), Au ($\lambda = 179{,}96$ X-ед.), Ta ($\lambda = 214{,}88$ X-ед.) и Sn ($\lambda = 489{,}57$ X-ед.).

В этих случаях источником (находящимся в фокусе прибора) служили тонкие фольги из указанных элементов, флуоресцирующие под действием рентгеновских лучей из рентгеновской трубки с вольфрамовым антикатодом (находящейся на некотором расстоянии).

Результаты измерений отражательной способности кристалла приведены в табл. II в столбце под рубрикой Γ_λ, причём

$$\Gamma_\lambda = \frac{I_{\theta\lambda}}{\gamma_\lambda I_0}, \qquad (2)$$

где $I_{\theta\lambda}$ — интенсивность (число импульсов) на пике экспериментально полученной линии, когда источник находится в положении R (рис. 4). I_0 — полная интенсивность излучения — источник находится в нулевом положении (R и V совпадают) и γ_λ — коэффициент, показывающий, какая часть из всех падающих лучей имеет длину волны, равную λ.

Для того чтобы определить величину Γ_λ, кроме экспериментально определённых $I_{\theta\lambda}$ и I_0, необходимо знать γ_λ. В рентгеновской области относительные интенсивности линий в спектре элементов изучались ранее другими экспериментаторами. Поэтому можно определить и γ_λ в этой области.

В области же γ-лучей для определения γ_λ необходимо знать схему распада изучаемого изотопа.

Для Au^{198} имеем только одну γ-линию ($E = 411$ *кэв*) и $\gamma_\lambda = 1$. Co^{60} даёт две каскадные линии ($E_1 = 1172$ *кэв* и $E_2 = 1332$ *кэв*); для них $\gamma_{\lambda_1} = \gamma_{\lambda_2} = \frac{1}{2}$.

Полученное на основании экспериментальных данных по формуле (3) значение отражательной способности обладает тем недостатком, что оно существенно зависит от условий опыта.

Точнее: от условий опыта зависит величина $I_{\theta\lambda}$ — интенсивность на максимуме экспериментальной кривой. Эта зависимость обусловлена влиянием на форму экспериментально получаемой линии таких «инструментальных» факторов, как:

а) ширина источника (протяжённость его по фокальному кругу),

б) неточная фокусировка излучения кристаллом,

в) ширина самой линии.

В зависимости от этих факторов может меняться и $I_{\theta\lambda}$, а следовательно, и Γ_λ, вследствие чего сравнения с какой-либо теорией становятся невозможными.

Поэтому вводится в рассмотрение так называемый интегральный коэффициент отражения, не зависящий от указанных условий

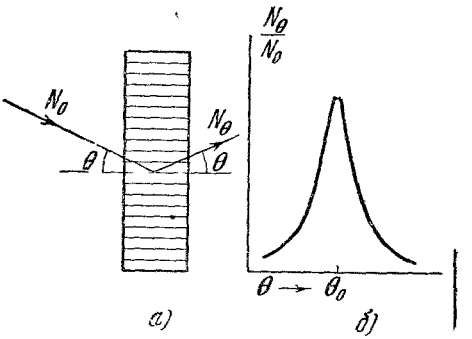

Рис. 23. Диффракционная кривая.

вычислять который можно из экспериментально полученной величины Γ_λ, учитывая эти условия. Интегральный коэффициент отражения определяется следующим образом. Пусть на плоский кристалл кварца (рис. 23, *а*) падает идеально параллельный пучок строго монохроматических лучей, и, отражаясь от внутренних плоскостей (310), перпендикулярных ограничивающим поверхностям, проникает через кристалл. Пусть интенсивность лучей, отражённых под углом θ, определяется с помощью какого-либо регистратора, причём угол θ можно изменять. Отложим (рис. 23, *б*) по оси абсцисс угол θ, а по оси ординат — отношение $\frac{N_\theta}{N_0}$ — интенсивности излучения отражённого под углом θ к интенсивности падающих лучей. При $\theta = \theta_0$, удовлетворяющем точно уравнению Вульфа Брэгга—отношение $\frac{N_\theta}{N_0}$ имеет максимальное значение. Для соседних с θ_0 значений θ величина этого отношения быстро падает, однако получаемая кривая, которая называется диффракционной кривой, имеет вполне определённую (для данного кристалла

и определённой длины волны падающего излучения) конечную ширину.

Интегральный коэффициент отражения определяется как площадь этой диффракционной кривой.

Авторам излагаемой работы посредством анализа всех инструментальных факторов, влияющих на форму линии, удалось выразить интегральный коэффициент отражения через экспериментально определяемую величину Γ_λ как в области рентгеновских лучей (естественная ширина линий не равна нулю), так и в области γ-лучей (нулевая естественная ширина). Эти вычисления проделаны в предположениях, что:

1) ширина источника (a_1) и ширина фокуса (a_2) одного порядка по величине и

$$a_1 = a_2 \gg a,$$

где a — полуширина диффракционной кривой и

2) форма линии известна.

В последнем столбце таблицы II приведены значения, полученные по формулам, связывающим R_θ с экспериментально определяемой величиной Γ_λ.

Таблица II

Линия	λ (X-ед.)	E (*Мэв*)	Γ_λ	R_θ (радианы)
Sn K_{α_1}	489,57	0,0253	0,175 ∓ 0,023	(3,28∓0,43)·10^{-5}
Ta K_{α_1}	214,88	0,0506	0,050 ∓ 0,002	(6,63∓0,27)·10^{-6}
Au K_{α_1}	179,96	0,0688	0,044 ∓ 0,004	(5,52∓0,50)·10^{-6}
Th K_{α_1}	132,3	0,0936	0,017 ∓ 0,004	(1,99∓0,47)·10^{-6}
Au^{198}	30,09	0,411	0,0030 ∓ 0,0001	(1,53∓0,05)·10^{-7}
Co^{60}	10,578	1,172	(4,97∓0,50)·10^{-4}	(2,54∓0,25)·10^{-8}
	9,308	1,332	(4,12∓0,50)·10^{-4}	(2,11∓0,25)·10^{-8}

Соответствующие семь точек нанесены на рис. 24, где по оси абсцисс отложены длины волн в X-единицах, а по оси ординат—интегральные коэффициенты отражения в радианах (как то, так и другое — в логарифмическом масштабе). В пределах предполагаемой ошибки тангенс угла наклона полученной полуэкспериментальной кривой равен двум.

Следовательно, для изогнутого кристалла кварца в спектрометре Дюмонда интегральный коэффициент отражения пропорционален квадрату длины волны в области длин волн от 9 до 500 X-единиц (от 25 до 1332 *кэв*).

На рис. 24 пунктирная кривая (№ 1) построена по теоретической формуле для мозаичного кристалла кварца. Пунктирная кривая № 2 даёт зависимость R_θ от λ для совершенного кристалла ($R_\theta \sim \lambda$). Экспериментальная кривая хорошо согласуется с теоретической кривой № 1. Отсюда следует, что изогнутый кристалл ведёт себя как мозаичный кристалл.

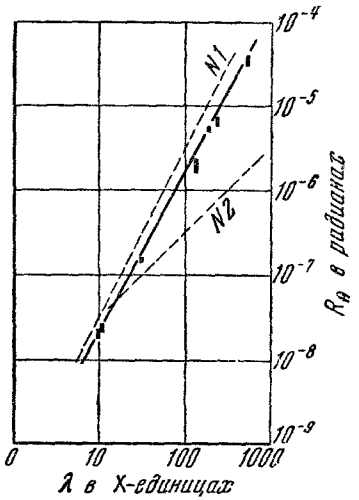

Рис. 24. Интегральный коэффициент отражения для изогнутого кристалла кварца.

В то же время проделанные авторами опыты по определению интегральных коэффициентов отражения для плоских кристаллов кварца — для тех же отражательных плоскостей (310) — с помощью двойного кристаллического спектрометра показали, что в этом случае поведение кристалла такое, какого можно ожидать от кристалла, близкого к совершенному.

В заключение раздела необходимо ещё раз указать на чрезвычайно резкое уменьшение коэффициента отражения с уменьшением длины волны, затрудняющее повышение разрешающей способности прибора.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В таблице III результаты, полученные на кристаллическом γ-спектрометре Дюмонда, сравниваются с результатами других исследователей.

Таблица убедительно показывает, что результаты Дюмонда далеко превосходят по точности все другие результаты.

Дюмонд и сотрудники считают, что в области 0,5 *Мэв* они свободно могут измерять энергии γ-лучей с точностью до 0,02—0,04%, а в области 1 *Мэв* до 0,04—0,06%. Впервые в истории γ-спектрометрии измерение энергий γ-линий производится с такой точностью. До того, как спектрометр Дюмонда был построен, исследование спектров путём прямого отражения электромагнитного излучения от кристаллов производилось в основном в рентгеновской области, где достигалась очень большая точность в опреде-

лении энергий линий. В области γ-излучения самые жёсткие лучи, которые удалось ранее исследовать путём отражения от кристалла (использовался плоский кристалл), имели энергию 770 *кэв*. Погрешность в определении энергии была весьма велика и составляла не менее 2%.

Таблица III

№	Изотоп	E_γ *кэв*	
		Дюмонд	Другие авторы
1	Au^{198}	411,18 ∓ 0,02	408 ± 4
2	I^{131}	80,133 ∓ 0,005	
3		284,13 ∓ 0,1	
4		364,18 ± 0,1	
5	Co^{60}	1171,5 ± 1,0	$115_5 \pm 0{,}5\%$[12]
6		1331,6 ± 1,0	$131_7 \mp 0{,}5\%$[12]
7	аннгиляц. излуч.	510,79 ± 0,06	

Как было сказано, точность определения энергии γ-излучения с помощью магнитных спектрометров ограничена точностью измерения напряжённости магнитного поля.

Последнее измеряется с погрешностью не меньшей нескольких десятых долей процента. С погрешностью такого же порядка определяется и энергия γ-лучей с помощью лучших современных магнитных γ-спектрометров. Для определения абсолютных значений энергий γ-линий экспериментатор должен построить по ряду опорных точек градуировочную кривую для своего прибора. Точность результатов, полученных Дюмондом с сотрудниками, позволяет уже сейчас применить их для градуировки многочисленных магнитных спектрометров.

Магнитные спектрометры различных типов применимы в разных областях энергий. Так, например, γ-спектрометры по парам применимы лишь в области энергий, превышающих $E = 2m_0c^2 = 1022$ *кэв*, так как квант способен образовать в веществе пару лишь в том случае, если его энергия превышает этот предел. Поэтому желательно иметь реперные точки — точные значения энергий некоторых широко известных γ-линий — в очень широком диапазоне энергий.

В связи с задачей расширения области измерений с кристаллическим спектрометром в сторону больших энергий возникает

вопрос, — как далеко в этом направлении можно итти. В какой области точность измерения энергий упадёт ниже точности, получаемой наилучшими современными магнитными спектрометрами?

Этот предел точности, в конечном счёте, кладёт несовершенство самого рабочего кристалла — непараллельность отражающих плоскостей, мозаичная структура. Дюмонд с сотрудниками утверждают, что для их прибора, использующего для отражения плоскости (310) кварца, эта предельная точность определения длины волны соответствует погрешности в $\mp$ 0,005 X-ед. Эта погрешность приблизительно постоянна для всех длин волн. Тогда, например для $\lambda = 5$ X-ед., что соответствует энергии 2,500 *Мэв*, эта погрешность составляет 0,1%. К такой точности приближаются лишь лучшие современные магнитные спектрометры, например, спектрометры по Корсунскому с неоднородным магнитным полем (о спектрометре Б. С. Джелепова, А. А. Башилова, А. В. Золотавина и Н. А. Антоньевой см. первые номера Докл. Академии наук СССР за 1950 г.), очень точно фокусирующим пучок электронов.

Однако переход к изучению очень жёсткой области лучей влечёт за собой все трудности, о которых уже рассказывалось и, в частности, уменьшение интенсивности отражённых лучей.

Кроме упомянутых выше, существуют ещё, по крайней мере, два пути, ведущих к увеличению интенсивности счёта отражённых лучей.

В последнее время всё более широкое применение получают люминисцентные кристаллические счётчики, эффективность которых по отношению к γ-лучам превышает во много раз эффективность γ-счётчиков Дюмонда.

Увеличение отражательной способности кристалла может быть достигнуто включением в его решётку тяжёлых атомов, например, атомов вольфрама.

Реализация этих двух возможностей может значительно увеличить светосилу прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. W. M. Dumond, Rev. Sci. Ins. **18**, 626 (1947).
2. J. W. M. Dumond, D. A. Lind, E. R. Cohen, Rev. Sci. Ins. **18**, 617, (1947).
3. D. A. Lind, Rev. Sci. Ins. **20**, 233 (1949).
4. B. B. Watson, W. J West, D. A. Lind, J. W. M. Dumond, Phys. Rev. **75**, 505 (1949).
5. J W. M. Dumond, D. A. Lind, B. B. Watson, Phys. Rev. **73**, 1392 (1948).
6. J. W. M. Dumond, D. A. Lind, B. B. Watson, Phys. Rev. **75**, 1226 (1949).
7. Н. А. Власов, Б. С. Джелепов, ДАН **70**, 207 (1950).

8. D. A. Lind, J. R. Brown, J. W. M. Dumond, D. Klein, D. Muller, Phys. Rev. **75**, 1544 (1949).
9. F. Metzger, M. Deutsch, Phys. Rev. **74**, 1640 (1948).
10. Owen, Moe, Cook, Phys. Rev. **74**, 1879 (1948).
11. D. A. Lind, J. R. Brown, J. W. M. Dumond, Phys. Rev. **76**, 1838 (1949).
12. Jensen, Laslett, Pratt, Phys. Rev. **75**, 459 (1949).
13. D. A Lind, W. J. West, J. W. M. Dumond, Phys. Rev. **77**, 475 (1950).
14. J. W. M. Dumond, D. Marlow, Rev. Sci. Ins. 8, 112 (1937).