Московский инженерно-физический институт

КАФЕДРА ФИЗИКИ

Физический практикум 5-го семестра

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № I7

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ МОНОКРИСТАЛЛА ПО МЕТОДУ ЛАУЭ

Описание составлено на основании работы № 3 /автор Вердеревская Н.Н./ практикума по рентгенографии.

Москва 1957

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № I7

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ МОНОКРИСТАЛЛА ПО МЕТОДУ ЛАУЭ

Цель работы. Получение рентгенограммы, построение по ней гномонической проекции и использование последней для индицирования интерференционных пятен рентгенограммы.

I. КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

Кристаллом называется анизотропное твердое тело, то есть такое тело, свойства которого по различным направлениям различны. Анизотропия кристаллов обусловлена их внутренним строением.

Атомы в кристалле образуют пространственную решетку. Форма и размер элементарной ячейки пространственной решетки для разных кристаллов различны. В кристалле можно провести прямые, которые будут проходить через атомы, находящиеся на равных расстояниях друг от друга. Расстояние между двумя ближайшими идентичными /равноценными/ атомами в кристалле называется периодом идентичности.

Физически и геометрически наиболее важными в кристалле являются прямые с малыми периодами идентичности. Три таких прямые, не лежащие в одной плоскости, обычно принимаются за координатные оси кристалла. Периоды идентичности или трансляции по этим направлениям обозначаются через a, b, c, а углы между ними - через α, β, γ. Эти величины полностью определяют форму и размеры элементарной ячейки пространственной решетки, различные типы которой указаны в табл. № I.

Таблица № I.

Кристаллические системы	Основные масштабы	Координатные углы
Триклинная	$a \neq b \neq c \neq a$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \alpha$
Моноклинная	$a \neq b \neq c \neq a$	$\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$

Продолжение табл.I.

Кристаллические системы	Основные масштабы	Координатные углы
Ромбическая	$a \neq b \neq c \neq a$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Ромбоэдрическая	$a = b = c = a$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
Гексагональная	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ \gamma = 120^\circ$
Тетрагональная	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Кубическая	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Положение атомной плоскости в кристалле можно задать тремя целыми числами h, k, l. Для доказательства возьмем какую-либо плоскость, отсекающую по осям координат отрезки А, В, С. Уравнение этой плоскости будет:

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{\beta} + \frac{z}{c} = 1. \qquad (I)$$

Координатами x, y, z в этом уравнении являются координаты атомов в пространственной решетке, лежащие в плоскости (hkl). Они равны целому числу трансляций, то есть перемещений на периоды идентичности: $x = ma$, $y = nb$, $z = pc$.

Подставляем значения x, y, z в уравнение плоскости (I):

$$m\frac{a}{A} + n\frac{b}{B} + p\frac{c}{C} = 1. \qquad (2)$$

В уравнении (2) индексы узлов m, n, p принимают целочисленные значения, а правая часть всегда равна единице, следовательно, $\frac{a}{A}\ \frac{b}{B}\ \frac{c}{C}$ всегда должны быть рациональными числами. В таком случае отношение между ними будет равно отношению трех простых чисел: $\frac{a}{A} : \frac{b}{B} : \frac{c}{C} = h : k : l$. Три числа h, k, l служат для определения положения плоскости в пространственной решетке и называются <u>кристаллографическими индексами плоскости</u>[x)]. Для обозначения плоскости они заключаются в круглые скобки (hkl). Эти числа обратно пропорциональны отрезкам, отсекаемым плоскостью на координатных осях.

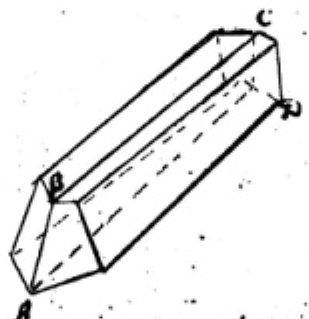
x) В литературе они называются миллеровскими индексами плоскости.

В кристалле можно провести плоскости различной ориентации. Совокупность плоскостей кристалла, параллельных одному направлению, но не параллельных друг другу называется <u>кристаллографической зоной</u>. Параллельным переносом плоскостей зоны можно заставить их пересечься друг с другом по прямой, называемой <u>осью зоны</u>.

Так как кристаллы являются пространственной решеткой, то следовательно, они должны быть симметричны, то есть путем некоторых мысленных геометрических преобразований /поворот, отражение, перенос и др. / части кристалла могут быть совмещены между собой. Симметрия внешней формы кристалла является следствием его внутреннего симметричного строения.

Существуют три элемента симметрии: плоскость, центр и ось.

Плоскость, которая делит кристалл на две равные части, совпадающие друг с другом при их зеркальном отражении, называется плоскостью симметрии или зеркальной плоскостью. На фиг.I показан кристалл гипса, принадлежащий к моноклинному классу симметрии и обладающего плоскостью симметрии АВСД.

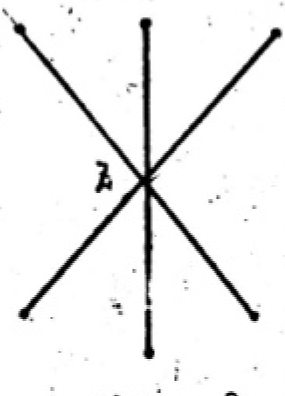


фиг.1.

<u>Центром симметрии</u> называется точка, относительно которой равнозначные точки кристалла лежат на одной с ней прямой и находятся на равных расстояниях от нее в противоположных направлениях. На фиг.2 дан пример центра симметрии для шести точек.

Наконец, осью симметрии мы называем прямую, вокруг которой надо повернуть кристалл на некоторый угол α_n, чтобы он совместился сам с собой. Угол поворота α_n должен быть равен целой части от 360°, то есть

$$\frac{360^\circ}{\alpha_n} = n, \quad n = 1, 2, 3, 4, 6.$$



фиг. 2.

Целое число n называется <u>порядком оси симметрии</u>.

В табл. 2 даны наименования осей симметрии, встречающихся в кристаллах, и элементарные углы, характерные для этих осей.

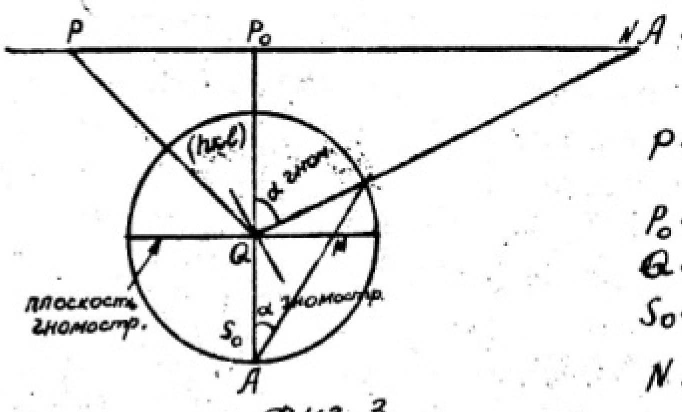
Таблица 2.

n	α^o_n	Наименование оси симметрии	Обозначение
I	360	одинарная	C_1
2	I80	двойная	C_2
3	I20	тройная	C_3
4	90	четверная	C_4
6	60	шестерная	C_6

Как видно из табл.2 в кристаллах имеется только пять осей симметрии: первого, второго, третьего, четвертого и шестого порядков. Осей симметрии пятого, седьмого и высших порядков в кристалле не существует.

Для изображения взаимного расположения ребер и граней кристалла пользуются его проекциями на плоскость или сферу. Кристалл при проектировании представляют в виде кристаллического комплекса.

Кристаллическим комплексом называется совокупность плоскостей и прямых, параллельных граням и ребрам кристалла, проходящих через одну точку - центр комплекса.



фиг. 3.

A - точка выхода, проектирующего луча;

P - интерференционный луч;

P_o - первичный луч;

Q - кристалл;

S_o - направление первичного пучка лучей.

N - гномоническая проекция плоскости (h,k,l);

M - гномостереографическая проекция плоскости (h,k,l).

Если в кристаллическом комплексе заменить плоскости нормалями к ним, а прямые - перпендикулярными к ним плоскостями, то получим полярный кристаллический комплекс.

В кристаллографии пользуются обычно проекциями полярного кристаллического комплекса: проекции его на плоскость - гномоническая проекция, а проекция на сферу с последующим проектированием на плоскость - гномостереографическая проекция. На фиг.3 показан принцип построения обеих проекций для плоскости (hkl).

П. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛЕ

При прохождении через кристалл рентгеновские лучи рассеиваются атомами кристалла. Однако это рассеяние не диффузное, как наблюдается при прохождении видимого света через молочное стекло или мутные среды, а дифракционно-интерференционное, аналогичное рассеянию видимого света дифракционными решетками.

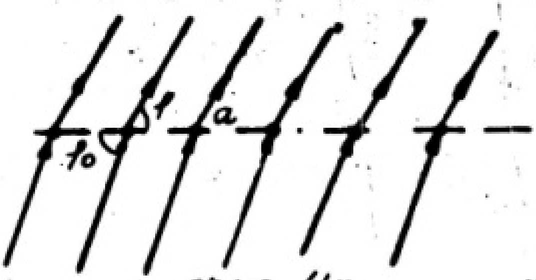
Дифракционное рассеяние света возможно в решетках, период которых /расстояние между двумя соседними штрихами/ одного порядка с длиной волны падающего на них света. Рентгеновские лучи имеют длину волны в 1000 раз меньшую, чем длина волны видимого света, то есть примерно 10^{-8} см или 1Å. Эта величина такого же порядка, как и междуатомное расстояние в кристалле.

Таким образом, кристалл, как твердое тело с периодичным распределением атомов, представляет собой пространственную дифракционную решетку для рентгеновских лучей, причем периоды решетки могут быть различными по различным направлениям.

Рассмотрим картину дифракции рентгеновских лучей в кристалле.

Пусть на кристалл падает пучок рентгеновских лучей /плоская электромагнитная волна с частотой порядка 10^{18}-10^{19} сек$^{-1}$/.

Электроны, находящиеся в атомах, приходят под действием этой электромагнитной волны в колебательное движение и в результате сами испускают сферические электромагнитные волны той же частоты /колеблющийся электрический заряд излучает электромагнитные волны, как это следует из законов электродинамики/. Излучаемые электронами сферические волны, благодаря периодичности расположения атомов в кристалле будут иметь строго определенные разности фаз и будут складываться между собой. Вне кристалла они дадут закономерную интерференционную картину.



фиг. 4.

Рассмотрим сначала дифракцию волн на линейной решетке, а потом обобщим полученные результаты для пространственной решетки. Пусть на атомный ряд с периодом идентичности a /фиг.4/ падает пучок рентгеновских лучей с длиной волны λ под углом скольжения φ_0. Для того чтобы в направлении под углом φ наблюдалось усиление, благодаря интерференции рассеянных рентгеновских лучей, необходимо, чтобы разность хода соседних лучей была равна целому числу длин волн, то есть

$$a(\cos\varphi - \cos\varphi_0) = h\lambda; \quad h = 1, 2, 3 \ldots \qquad /4/$$

В тех направлениях, где это условие не соблюдается, рассеянные лучи не будут наблюдаться.

Двухмерную решетку или атомную плоскость можно представить себе как систему атомных рядов /одномерных решеток/, расстояние между ближайшими атомами которых /второй период плоской решетки/. Поэтому дифракционные максимумы при падении рентгеновских лучей на нее будут наблюдаться лишь в направлениях, определяемых одновременно двумя уравнениями:

$$a(\cos\varphi - \cos\varphi_0) = h\lambda \quad h = 1, 2, 3 \ldots$$

$$b(\cos\psi - \cos\psi_0) = k\lambda \quad k = 1, 2, 3 \ldots \qquad /5/$$

так как необходимо учесть взаимодействие лучей, идущих не только от атомов одного ряда, но также и от атомов других, параллельных этому, рядов.

И, наконец, для трехмерной решетки /для кристаллов системы атомных плоскостей, ближайшие атомы которых отстоят на расстояние C, третий период пространственной решетки/ теми же самыми рассуждениями для определения направления дифракционных максимумов получаем три дифракционных уравнения пространственной решетки:

$$a(\cos\varphi - \cos\varphi_0) = h\lambda \quad h = 1, 2, 3\ldots$$
$$b(\cos\psi - \cos\psi_0) = k\lambda \quad k = 1, 2, 3\ldots$$
$$c(\cos\gamma - \cos\gamma_0) = e\lambda \quad e = 1, 2, 3\ldots \quad /6/$$

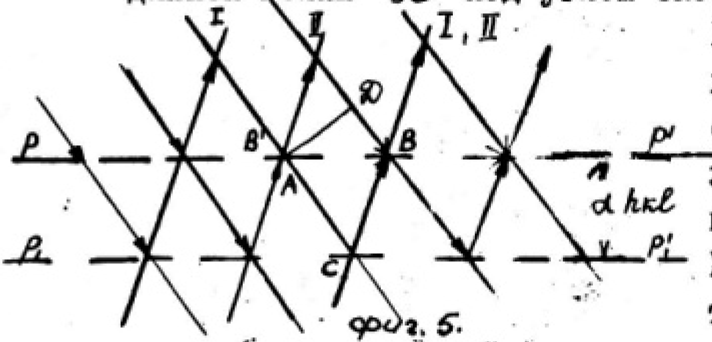
Только в направлениях, для которых соблюдаются одновременно эти три уравнения, будет наблюдаться сложение амплитуд рассеянных лучей, то есть возникнут интерференционные максимумы.

Между тремя углами φ, ψ, γ, входящими в уравнения /5/, в кристалле существует определенная зависимость. В простейшем случае, когда оси кристаллов взаимно перпендикулярны, они связаны уравнением:

$$\cos^2\varphi + \cos^2\psi + \cos^2\gamma = 1. \quad /7/$$

Итак, если неподвижный кристалл освещать монохроматическими рентгеновскими лучами /лучи определенной длины λ /, то для трех неизвестных величин $\cos\varphi$, $\cos\psi$, $\cos\gamma$ имеется четыре уравнения, которые не всегда разрешимы. Поэтому, чтобы от неподвижного кристалла получить дифракционную картину рассеяния рентгеновских лучей, необходимо иметь, кроме величин, входящих в уравнение, еще одну переменную. В рассматриваемом далее методе четвертой переменной величиной является длина волны, то есть неподвижный кристалл должен освещаться белым рентгеновским излучением / длина волны расположена в интервале от λ_1 до λ_2 /. Однако практически удобнее пользоваться не дифракционными уравнениями, а более простым выражением, основанным на предложенной Вульфом и Бреггом интерпретации рассеяния рентгеновских лучей кристаллом, как отражения первичного пучка лучей от внутрикристаллических атомных плоскостей.

Пусть на какое-либо семейство атомных плоскостей с межплоскостным расстоянием d_{hkl} падает пучок лучей длиной волны λ под углом скольжения θ /фиг.5/.



фиг. 5.

Проходя через плоскость PP', лучи частично отразятся от нее, большая же часть пройдет дальше и попадает на плоскость P_1P_1'. На плоскости P_1P_1' они также частично отразятся, а часть их пойдет дальше и достигнет следующей плоскости и т.д. Отраженные лучи также будут плоскими волнами. Они будут интерферировать между собой.

Условием получения интерференционных максимумов является сложение амплитуд отраженных лучей, то есть разность хода между отраженными лучами должна быть равна целом числу длин волн или $ACB-DB=n\lambda$, где n -порядок отражения.

С другой стороны, можно легко показать, что

$$ACB-DB=2d_{hkl}\cdot\sin\theta.$$

Приравняв между собой правые части /левые равны/, получаем условие отражения рентгеновских лучей от атомных плоскостей или уравнение Вульфа-Брегга:

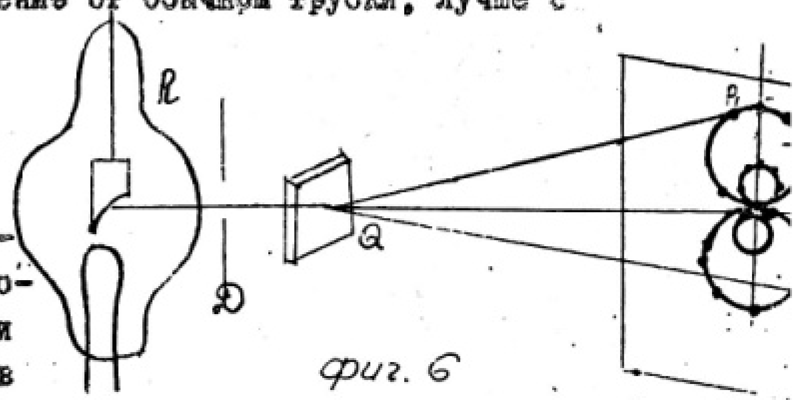
$$2d_{hkl}\sin\theta=n\lambda;\quad n=1,2,3\ldots \qquad /8/$$

Из уравнения Вульфа-Брегга, как и из дифракционных уравнений, следует, что для получения эффекта отражения рентгеновских лучей от атомных плоскостей неподвижного кристалла /угол θ фиксирован/ необходимо освещать кристалл белым рентгеновским излучением.

III. ПОЛУЧЕНИЕ И РАСЧЕТ СИММЕТРИЧНОЙ РЕНТГЕНОГРАММЫ С ЕСТЕСТВЕННОГО, ХОРОШО ОГРАНЕННОГО МОНОКРИСТАЛЛА

Для получения симметричной рентгенограммы с кристалла, как это уже неоднократно отмечалось, используется белое рентгеновское излучение от обычной трубки, лучше с вольфрамовым анодом.

Только небольшая часть рентгеновских лучей, идущих от трубки R /фиг.6/, выделяемая диафрагмой D, попадает на кристалл Q и дает явление дифракции в кристалле, фиксируемое фотопленкой в виде отдельных пятен P_1, P_2, P_3 ... это - места почернения пленки, называемые интерференционными пятнами.



фиг. 6

Для того чтобы получить симметричную рентгенограмму кристалла, необходимо отъюстировать /ориентировать/ кристалл в определенном направлении по отношению к рентгеновскому лучу, совпадающем с каким-либо элементом симметрии кристалла. Для этих целей применяют держатели, позволяющие с достаточной точностью юстировать кристалл до получения его рентгеновского снимка.

Рентгеновский снимок с кристалла получают в специальных камерах, состоящих из 3 частей: диафрагмы, держателя кристалла /гониометрическая головка/ и кассеты.

Диафрагмы обычно изготовляются из латунной трубки с узкими отверстиями. Из всего потока рентгеновских лучей, излучаемых трубкой, она вырезает узкий пучок, освещающий кристалл. Держателем последнего является гониометрическая головка. Дуговые салазки ее, перемещаемые в двух взаимноперпендикулярных направлениях, позволяют изменить ориентировку кристалла. Последний помещается в центре кривизны этих салазок и при их перемещении все время остается в поле первичного пучка.

Юстировка кристалла производится следующим образом. Его укрепляют на гониометрической головке так, чтобы одна из его осей была вертикальна, а сам кристалл находился бы против отверстия диафрагмы камеры. Далее, наблюдая кристалл сквозь отверстие диафрагмы, вращают его, причем он не должен выходить из поля зрения. В этих целях, в случае необходимости, с помощью микрометрических винтов гониометрической головки добиваются, чтобы при полном обороте он оставался в поле зрения.

Затем юстируют кристалл уже более точно, для чего вынимают диафрагму и на ее место помещают специальный осветитель. От кристаллических плоскостей, ограничивающих кристалл, будут отражаться "зайчики". Когда "зайчик" от какой-либо плоскости попадает в отверстие осветителя /то есть падающий луч, отраженный луч и перпендикуляр к отражающей плоскости лежат на одной прямой/ то, следовательно, перпендикуляр к этой плоскости будет направлен по лучу, то есть одно из простых направлений выведено по лучу. Это необходимо для получения симметричной рентгенограммы. Если юстировался кристалл кубической системы, то направление, выведенное по лучу, будет осью симметрии 4-го порядка/100/.

Кассета для получения рентгенограмы обычно плоская, заряжается рентгенопленкой, на которой фотографируются интерференционные лучи. Для расчетов рентгенограммы необходимо знать расстояние от кристалла до кассеты. На наших камерах РКС оно равно 42,5 мм.

Для того, чтобы рентгеновские лучи попадали на кристалл, надо произвести наводку камеры на фокус рентгеновской трубки. В этих целях камера снабжается тремя установочными винтами.

Наводку производят следующим образом. Сначала наводят камеру на фокус визуально, то есть включают только накал трубки и добиваются того, чтобы сквозь диафрагму можно было видеть освещенную поверхность анода трубки /при этом необходимо соблюдать условие чтобы анод, ось диафрагмы и зрачок лежали на одной прямой/. После оптической наводки включается высокое напряжение и производится наводка камеры по свечению экрана, флюоресцирующего под действием рентгеновских лучей. Если анод трубки нельзя видеть глазом из-за конструкции трубки, то наводку производят сразу с флюоресцирующим экраном, но при минимальном режиме. При окончательной наводке камеры высокое напряжение следует включать только на короткое время.

После окончательной наводки камеры вставляют заряженную кассету и приступают к съемке кристалла.

Экспозиция для получения рентгенограммы измеряется в миллиампер-минутах или миллиампер-часах и зависит от ряда условий.

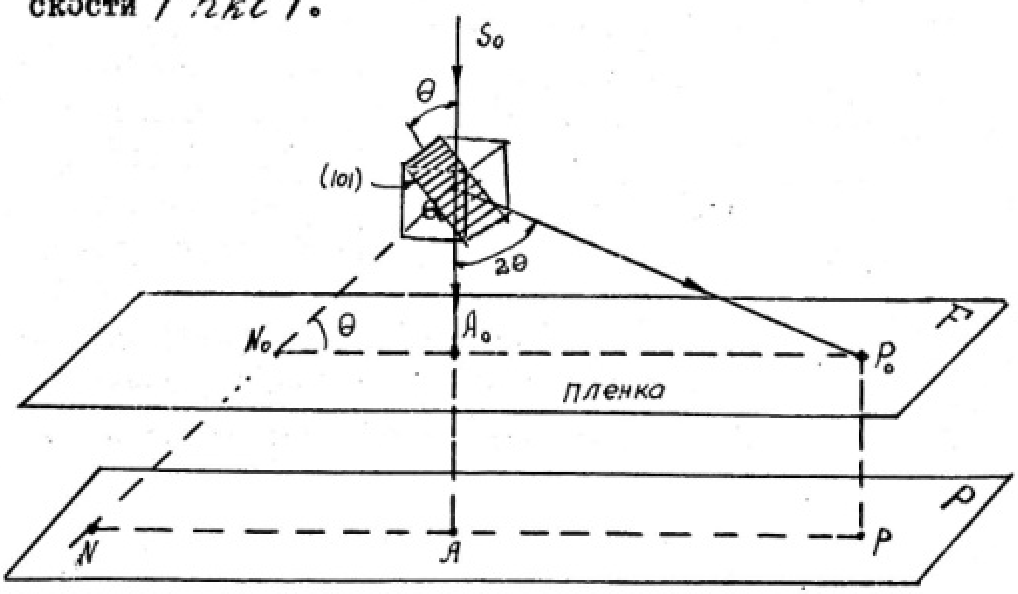
Ориентировочно экспозиция колеблется от 2 до 8 миллиампер-часов.

При рассмотрении рентгенограммы ориентированных кристаллов можно отметить две особенности. Во-первых, рентгенограммы в соответствии с симметрией кристалла имеют симметричное расположение интерференционных пятен относительно направления, по которому снималась рентгенограмма с кристалла, во-вторых, эти пятна расположены по эллипсам, касающимся центрального пятна. На эллипсах располагаются пятна, отраженные плоскостями одной зоны.

Зону - семейство плоскостей кристалла, проходящих через одну прямую , можно представить себе как плоскость, вращающуюся вокруг прямой, лежащей на плоскости, или как листы раскрытой книги. Если на плоскость /зеркало/ падает луч под каким-то углом β к оси вращения, то отраженный луч при вращении зеркала опишет круглый конус с углом при вершине 2α. Следовательно, отраженные от плоскостей зоны лучи должны идти по образующей конуса. Пленка, укрепленная перпендикулярно первичному пучку лучей, сечет конус под некоторым углом к оси конуса. Поэтому на пленке получается эллиптическое сечение. На рентгенограмме сплошной эллипс не получается лишь потому, что зона в кристалле содержит дискретную совокупность атомных плоскостей, повернутых друг относительно друга на некоторые углы.

Для расчета рентгенограммы ориентированных кристаллов можно использовать гномоническую проекцию. Рассмотрим принцип ее построения /фиг.7/. Пусть на кристалл Q падает первичный луч по направлению S_o. При отражении от какой-либо плоскости (hkl) появится луч QP_o, образующий на фотопленке пятно P_o $/A_o$ - след первичного пучка - первичное пятно/. Для построения гномонической проекции рассматриваемой плоскости необходимо определить направление нормали к ней, то есть QN. Из фиг.7 видно, что нормаль к плоскости $/hkl/$ является биссектрисою угла S_oQP_o. На фиг.7 показана плоскость /IOI/ и, следовательно, ее можно построить, если известно направление первичного и интерференционного лучей.

Плоскостью гномонической проекции будет плоскость P. Точка N пересечения нормали с плоскостью проекции является по определению точкой гномонической проекции плоскости $/hkl/$.



фиг.7.

 567-I00

Три точки N_0, A_0 и P_0 лежат на одной прямой, а следовательно, и точки N, A и P лежат так же на одной прямой, так как известно, что падающий луч, отраженный луч и перпендикуляр к отражающей плоскости лежат в одной плоскости. Для определения положения точки N на плоскости проекции необходимо знать расстояние $\mathcal{L}=NA$. Из треугольника QNA имеем:

$$\mathcal{L} = NA = \mathcal{D} \cdot ctg\,\theta, \qquad /9/$$

где $\mathcal{D} = QA$ – расстояние от плоскости проекции до кристалла /оно берется произвольным/;

θ – угол отражения.

Угол θ – определяем из треугольника QA_0P_0:

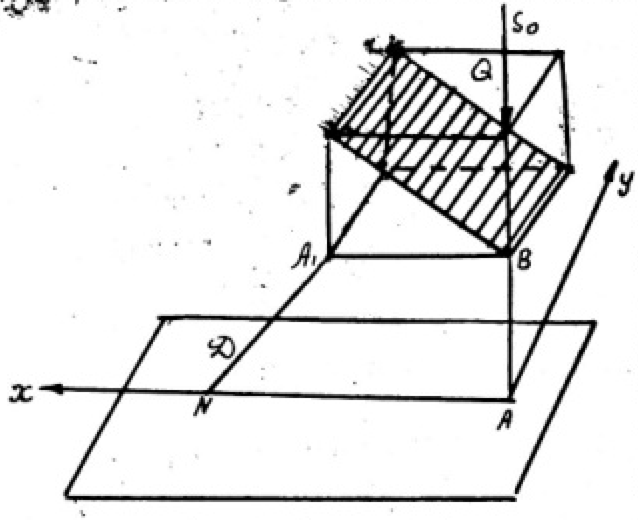
$$tg\,2\theta = \frac{\ell}{\mathcal{D}_1}, \qquad /10/$$

где $\ell = A_0P_0$ – расстояние между первичным и интерференционным пятнами;

$\mathcal{D}_1$ – расстояние от пленки до кристалла.

Вычисляем для каждого пятна рентгенограммы расстояние $\mathcal{L}$. Переносим путем копирования полученную рентгенограмму на плоскость проекции P. На фиг.7 точка P_0 переходит в точку P. Соединяем точку А – след первичного пучка рентгеновских лучей на плоскости проекции с точкой P прямой линией и на ее продолжении откладываем расстояние $\mathcal{L}$ от точки А в противоположную от P сторону. Таким путем получаем гномоническую проекцию кристалла /см.таблицу 3/. Точки, построенные по интерференционным пятнам какого-либо зонального эллипса, укладываются при этом на одну прямую, то есть гномоническая проекция плоскостей зоны изображается прямолинейным рядом точек. В самом деле, нормали к плоскостям зоны лежат в одной плоскости, а сечение двух плоскостей есть прямая линия. Это свойство гномонической проекции позволяет контролировать точность ее построения.

Для индицирования симметричной рентгенограммы, то есть для определения индексов плоскостей, давших интер-



ференционные пятна на рентгенограмме, строим гномоническую проекцию. Копируем одну четверть полученной симметричной рентгенограммы на лист бумаги путем прокола иглой интерференционных пятен или карандашом на негатоскопе. Номеруем пятна и для каждого пятна определяем выход нормали по формулам /9/ и /10/. Соединяем интерференционное и первичное пятна прямой линией и на ее продолжении откладываем расстояние $\mathcal{L}=NA$, вычисленное для данного пятна.

Далее проводим координатные оси, ограничивающие наш квадрант и координатную сетку. Форма ячеек гномонической проекции, ограничиваемых координатными линиями, зависит от симметрии плоскости кристалла, перпендикулярно которой проходит первичный луч при съемке рентгенограммы. Для каменной соли, например, при съемке по оси четвертого порядка получаются квадраты со сторонами, равными расстоянию от кристалла до плоскости проекции.

Пусть на кубический кристалл Q /фиг.8/ падает первичный пучок лучей S_o по направлению оси четвертого порядка. Выход первичного пучка лучей на плоскости проекции есть точка A. Точка N на плоскости проекции есть точка выхода нормали к плоскости /101/. Точка нормали на плоскости проекции при нашем выборе осей координат должна показать место первой координатной линии по оси x. По оси y ее координата равна 0. Из подобия треугольников A_1QB и NQA вытекает, что $NA=QA$, так как $A_1B=BQ$ как ребра куба. Таким образом, по оси x координатные линии должны отстоять друг от друга на расстоянии, равном расстоянию от кристалла до плоскости проекции. Такую же картину получаем и для оси y . Нумеруем по оси иксов и игреков координатные линии и обычным способом отсчитываем координаты точек h, k.

За единицу измерения координат принимаем расстояния от кристалла до плоскости проекции. В таком случае координаты точек проекции будут $h^*, k^* 1$.

Если h^* и k^* - целые числа, то есть точки лежат на пересечении двух координатных прямых, то третий индекс будет равен I и плоскость имеет индексы $(hk1)$.

Если же h^* и k^* - не целые числа, то есть соответствующая точка не лежит на пересечении координатных линий, то третий индекс будет больше единицы. Для определения индекса плоскости отношение $h^* : k^* : 1$ преобразуем так, чтобы оно стало целочисленным и тем самым определяем индексы плоскости (hkl) /см.таблицу 3 и фиг.9/.

Значение индексов интерференционных пятен и измерения интенсивности их позволяет определить внутреннее строение кристаллической решетки.

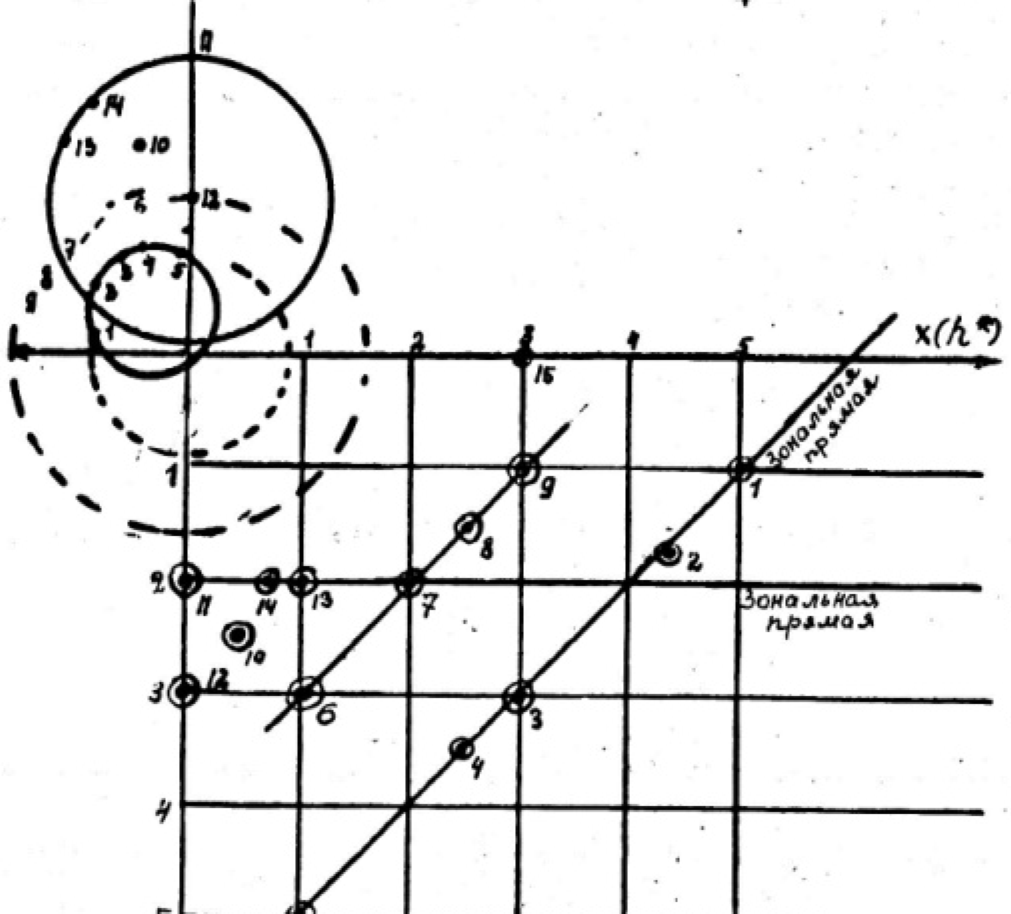
IУ. ПРИМЕР РАСЧЕТА

Расчет симметричной рентгенограммы монокристалла Al снятой по оси четвертого порядка при 47 кв., I0 ma на молибденовом аноде без фильтра. Экспозиция: 2 часа I5 минут. Расстояние от кристалла до фотопленки D_1 = 40 мм.

Таблица 3

№№ пятна							
I	I0,5	0,4I3	II°I5	5,030	20I,2	5I I	5II
2	I8,I	0,452	I2°09	4,694	I85,9	$\frac{13}{3}$ $\frac{5}{3}$ I	I3 5 3
3	20,0	0,500	I3°I5	4,248	I69,9	3 3 I	3 3 I
4	I9,7	0,494	I3°07	2,468	I7I,6	$\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$ I	5 7 2
5	I6,4	0,4I0	II°09	5,076	203,0	I 5 I	I 5 I

№№ пятна											
6	23,0	0,700	I7°30	3,I72	I26,9	I	3	I	I	3	I
7	32,5	0,8I3	I9°33	2,8I6	II2,6	2	2	I	2	2	I
8	32,3	0,8I0	I9°30	2,92I	II6,9	5/2	3/2	I	5	3	2
9	28,4	0,7I0	I7°4I	3,I38	I25,5	3	I	I	3	I	I
I0	4I,8	I,045	23°07	2,348	93,7	I/3	7/3	I	I	7	3
II	54,0	I,350	26°45	I,984	79,4	0	2	I	0	2	I
I2	30,0	0,750	I8°29	2,992	II9,7	0	3	I	0	3	I
I3	44,8	I,I20	24°08	2,238	89,5	I	2	I	I	2	I
I4	30,I	0,753	I8°30	2,989	II9,7	3	0	I	3	0	I
I5	47,7	I,I92	25°00	2,I43	35,8	3/4	2	I	3	8	4



•— пятна рентгенограммы

⊙— точки гномонической проекции

Расстояние от кристалла до плоскости проекции 20 мм.

фиг. 9.

У. ЗАДАНИЕ

1. Укрепить кристалл $NaCl$ на держателе гониометрической головки и отъюстировать его так, чтобы ось четвертого порядка и первичный луч совпадали по направлению.

2. Проверить наводку камеры на фокус рентгеновской трубки.

3. Произвести экспозиции и проявить пленку.

4. Провести расчет рентгенограммы для построения гномонической проекции. Данные расчета заносятся в таблицу.

5. Построить гномоническую проекцию и определить индексы пятен. Выделить индексы наиболее интенсивных пятен.

УI. ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Жданов и Я.С.Уманский, Рентгенография металлов, ч.I, 1940.
2. А.И.Китайгородский, Рентгеноструктурный анализ, 1950.
3. Баррет, Структура металлов, 1948.
4. Мальцев, Рентгенография металлов, 1952.

Тип.МИФИ зак.567-100, 9/УШ-57г.