

ЗАВИСИМОСТЬ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ВОЛОКНИСТЫХ ВЕЩЕСТВ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ПАДЕНИЯ ПЕРВИЧНОГО ПУЧКА

П. А. БЕЗИРГАНЯН, Ю. А. РАПЯН

Исследована зависимость рентгеновской дифракционной картины волокнистых веществ от направления падения первичного пучка.

Показано, что в случае, когда первичный пучок падает перпендикулярно к оси волокна, дифракционные максимумы нулевой слоевой линии получают характеристическим излучением источника, а когда первичный пучок падает в направлении осей волокон, то полученная дифракционная картина своим происхождением обязана непрерывному излучению источника.

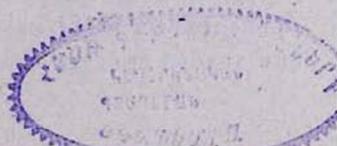
С помощью обратной решетки показано смещение дифракционных максимумов с изменением направления падения.

Как правило, рентгеновская дифракционная картина волокнистых веществ исследуется, когда падающий пучок рентгеновских лучей перпендикулярен к оси волокна. Однако, как показывают более детальные исследования, дифракционная картина, полученная при других углах падения первичного рентгеновского излучения, в отдельных случаях может оказаться значительно богаче и может содержать больше информации, чем картина, полученная в том случае, когда первичный пучок перпендикулярен к оси волокна.

Рассмотрим дифракционную картину волокнистых веществ в зависимости от направления падения первичного рентгеновского излучения. Допустим, монохроматическая рентгеновская волна падает на волокно в направлении единичного вектора \vec{s}_0 и мы исследуем интенсивность рассеянных волн в направлении единичного вектора \vec{s} . Пусть векторы трансляции волокна будут \vec{a} , \vec{b} и \vec{c} , где \vec{c} — трансляция в направлении оси волокна. Далее допустим, что векторы \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} , \vec{s}_0 и \vec{s} с осями координат составляют следующие углы:

Векторы	Оси		
	OX	OY	OZ
\vec{a}	α_1	α_2	α_3
\vec{b}	β_1	β_2	β_3
\vec{c}	γ_1	γ_2	γ_3
\vec{s}_0	δ_{01}	δ_{02}	δ_{03}
\vec{s}	δ_1	δ_2	δ_3

NA-6802



Тогда, пренебрегая конечностью длительности когерентного излучения и добавочными разностями фаз, возникающими из-за непараллельности волн, рассеянных различными точками облучаемого объема в направлении точки наблюдения, для интерференционной функции изолированного волокна получим ([1] и [2])

$$\Phi = \frac{\sin^2 N_1 \frac{ak}{2} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)}{\sin^2 \frac{ak}{2} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)} \cdot \frac{\sin^2 N_2 \frac{bk}{2} (\cos \beta - \cos \beta_0)}{\sin^2 \frac{bk}{2} (\cos \beta - \cos \beta_0)} \times \\ \times \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)}{\sin^2 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)}, \quad (1)$$

N_1, N_2 и N_3 — число рассеивающих мотивов в направлениях \vec{a}, \vec{b} и \vec{c} соответственно,

$$\cos \alpha_0 = \cos(\vec{s}_0 \vec{a}) = \cos \delta_{01} \cos \alpha_1 + \cos \delta_{02} \cos \alpha_2 + \cos \delta_{03} \cos \alpha_3,$$

$$\cos \alpha = \cos(\vec{s} \vec{a}) = \cos \delta_1 \cos \alpha_1 + \cos \delta_2 \cos \alpha_2 + \cos \delta_3 \cos \alpha_3,$$

$$\cos \beta_0 = \cos(\vec{s}_0 \vec{b}) = \cos \delta_{01} \cos \beta_1 + \cos \delta_{02} \cos \beta_2 + \cos \delta_{03} \cos \beta_3,$$

$$\cos \beta = \cos(\vec{s} \vec{b}) = \cos \delta_1 \cos \beta_1 + \cos \delta_2 \cos \beta_2 + \cos \delta_3 \cos \beta_3,$$

$$\cos \gamma_0 = \cos(\vec{s}_0 \vec{c}) = \cos \delta_{01} \cos \gamma_1 + \cos \delta_{02} \cos \gamma_2 + \cos \delta_{03} \cos \gamma_3,$$

$$\cos \gamma = \cos(\vec{s} \vec{c}) = \cos \delta_1 \cos \gamma_1 + \cos \delta_2 \cos \gamma_2 + \cos \delta_3 \cos \gamma_3,$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число.

Рассмотрим следующие частные случаи:

1. Первичный пучок перпендикулярен к оси волокна.

В случае, когда первичный пучок перпендикулярен к оси волокна, интерференционная функция [1] примет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2} \cos \gamma}{\sin^2 \frac{ck}{2} \cos \gamma} \cdot \frac{\sin^2 N_1 \frac{ak}{2} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)}{\sin^2 \frac{ak}{2} (\cos \alpha - \cos \alpha_0)} \times \\ \times \frac{\sin^2 N_2 \frac{bk}{2} (\cos \beta - \cos \beta_0)}{\sin^2 \frac{bk}{2} (\cos \beta - \cos \beta_0)}. \quad (2)$$

Для сравнения результатов наших расчетов с результатами расчетов, приведенных в [3], исследуем случай, когда $N_2 = 2, N_1 = 1$. Исследование такого простого случая оправдывается тем, что с увеличением чисел

рассеивающих мотивов в направлениях \vec{a} и \vec{b} направления дифракционных максимумов, как показывают исследования [3], не меняются, а увеличивается их резкость и иногда происходит расщепление этих максимумов.

Тогда, из (2) для интерференционной функции в экваториальной плоскости получим

$$\Phi = N_3^2 \cdot 4 \cos^2 \left(\frac{ka}{2} \cdot A \sin \varphi \right), \quad (4)$$

где $2\varphi = \alpha - \alpha_0$, $A = 2 \sin \theta$, где 2θ — угол рассеяния (угол между векторами \vec{s} и \vec{s}_0).

Если в облучаемом образце содержится очень большое число таких удлинённых кристаллов, имеющих произвольную ориентировку относительно направления, в котором они вытянуты, и у всех этих кристаллов оси \vec{c} (ось волокна) строго параллельны одному общему направлению, но все ориентации относительно оси \vec{c} равновероятны, то средняя интерференционная функция примет следующий вид:

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{2\pi} 4N_3^2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \left(\frac{ka}{2} A \sin \varphi \right) d\varphi. \quad (5)$$

При выводе последнего выражения предполагается, что вероятность того, что вектор \vec{a} с векторами \vec{s}_0 и \vec{s} составляет углы, заключённые между $\alpha + \varphi + d\varphi$, $\alpha + \varphi$ и $\alpha - \varphi - d\varphi$, $\alpha_0 - \varphi$, соответственно, равна $\frac{d\varphi}{2\pi}$.

Таким образом, из (5) получим

$$\bar{\Phi} = 2N^2 [1 + J_0(kaA)], \quad (6)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

Как видно из (6), на экваториальной плоскости дифракционные максимумы совпадают с максимумами функции Бесселя нулевого порядка, имеющей аргумент

$$kaA = \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \theta.$$

Последнее выражение показывает, что на экваториальной плоскости в рассматриваемом случае дифракционные максимумы возникают для любой длины волны. Следовательно, при белом рентгеновском излучении на общем фоне будут видны только дифракционные максимумы характеристического излучения (как на дебаеграммах).

Таким образом, когда немонахроматическое рентгеновское (первичное) излучение падает перпендикулярно к оси волокна, то на экваториальной плоскости получаются максимумы характеристического излучения.

Вне экваториальной плоскости для среднего значения интерференционной функции получим (см. рис. 1)

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2 \left(N_3 \frac{ck}{2} \cos \gamma \right)}{\sin^2 \left(\frac{ck}{2} \cos \gamma \right)} \cdot \frac{4}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \left[\frac{ak}{2} (\sin \gamma \cos (\alpha + \psi) - \cos \alpha) \right] d\alpha_0 =$$

$$= 2 \frac{\sin^2 \left(N_3 \frac{ck}{2} \cos \gamma \right)}{\sin^2 \left(\frac{ck}{2} \cos \gamma \right)} \left\{ 1 + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos [ak (\sin \gamma \cdot \cos (\alpha_0 + \psi) - \cos \alpha_0)] d\alpha_0 \right\}.$$

В частном случае, когда $\psi = 0$ (проекция вектора \vec{s} на плоскости векторов \vec{a} и \vec{s}_0 совпадает с направлением вектора \vec{s}_0 , т.е. точка наблюдения расположена на вертикали рентгеновской пленки, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, для среднего значения интерференционной функции получим

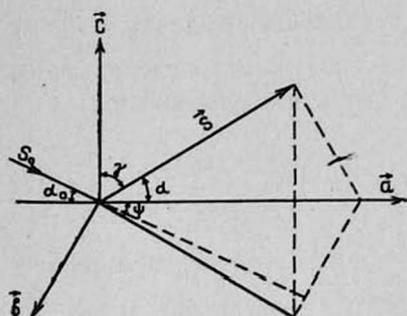


Рис. 1. Первичный пучок перпендикулярен к оси волокна.

для среднего значения интерференционной функции получим

$$\bar{\Phi} = 2 \frac{\sin^2 \left(N_3 \frac{ck}{2} \cdot \sin 2\theta \right)}{\sin^2 \left(\frac{ck}{2} \cdot \sin 2\theta \right)} \times$$

$$\times [1 + J_0(2ak \sin^2 \theta)].$$

В этом случае интерференционная функция принимает максимальное значение при одновременном выполнении следующих условий:

$$c \sin 2\theta = n\lambda \quad (7)$$

$$4\pi a \sin^2 \theta = 0; 7,0156 \lambda; 13,3237 \lambda \text{ и т. д.} \quad (8)$$

Таким образом, имеем два независимых уравнения для одного неизвестного угла θ . Как известно, когда число уравнений больше числа неизвестных, то в общем случае эти уравнения несовместимы. Следовательно, в общем случае характеристического излучения (мономатического излучения) дифракционные максимумы на вертикальной линии (параллельно оси волокна) пленки, вставленной параллельно оси волокна, не возникают. На этой линии дифракционные максимумы могут получаться излучением с непрерывным спектром.

В случаях $\psi \neq 0$ интерференционную функцию можно привести к виду

$$\bar{\Phi} = 2 \frac{\sin^2 \left(N_3 \frac{ck}{2} \cos \gamma \right)}{\sin^2 \left(\frac{ck}{2} \cos \gamma \right)} \left\{ 1 + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos (A \cos \alpha_0) \cdot \cos (B \sin \alpha_0) d\alpha_0 \right\}, \quad (6a)$$

где

$$A = ak(\sin \gamma \cos \psi - 1),$$

$$B = ak \sin \gamma \sin \psi.$$

После интегрирования из (6а) получим

$$\bar{\Phi} = 2 \frac{\sin^2 \left(N_3 \frac{ck}{2} \cos \gamma \right)}{\sin^2 \left(\frac{ck}{2} \cos \gamma \right)} \{1 + \Phi_1(\gamma, \psi)\}, \quad (66)$$

где $\Phi_1(\gamma, \psi)$ — функция от углов γ и ψ (углом γ определяется слой, т. е. плоскость, перпендикулярная к оси волокна, а угол ψ определяется угловым распределением интенсивности на этой плоскости). Ясно, что при данных γ (данной плоскости) и k (данной длине волны) средняя интерференционная функция (66) в общем случае максимального значения не принимает. Однако при данном λ можно найти такое γ , чтобы $\bar{\Phi}$ приняло максимальное значение.

Таким образом, при отражении монохроматического излучения от определенных плоскостей (не от всех, а с определенными ψ) могут получиться интерференционные максимумы от волокнистых веществ.

2. Первичный пучок падает в направлении оси волокна. Теперь рассмотрим случай, когда первичное рентгеновское излучение падает в направлении оси волокна. Тогда интерференционная функция [1] примет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2} (\cos 2\theta - 1)}{\sin^2 \frac{ck}{2} (\cos 2\theta - 1)} \cdot \frac{\sin^2 \left(2 \frac{ak}{2} \cdot \sin 2\theta \cdot \cos \psi \right)}{\sin^2 \left(\frac{ak}{2} \cdot \sin 2\theta \cdot \cos \psi \right)},$$

где угол ψ определяется соотношением (рис. 2)

$$\cos \alpha = \sin \gamma \cdot \cos \psi = \sin 2\theta \cdot \cos \psi.$$

Вероятность того, что угол между проекцией \vec{s} на плоскости векторов \vec{a} и \vec{b} (отрезок OA , рис. 2) и вектором \vec{a} заключен между углами ψ и $\psi + d\psi$, равна $\frac{d\psi}{2\pi}$.

Следовательно, среднее значение интерференционной функции в рассматриваемом случае будет

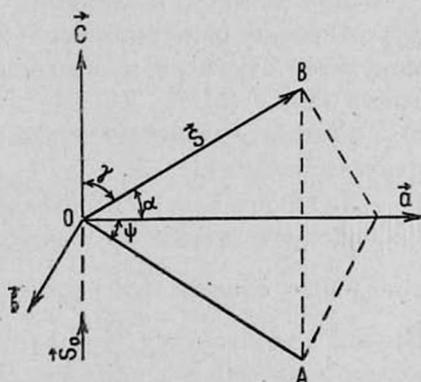


Рис. 2. Первичный пучок падает в направлении оси волокна.

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2 (N_3 \cdot ck \sin^2 \theta)}{\sin^2 (ck \sin^2 \theta)} \cdot \frac{4}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \left(\frac{ak}{2} \sin 2\theta \cos \psi \right) d\psi =$$

$$= 2 \frac{\sin^2(N_3 c k \sin^2 \theta)}{\sin^2(c k \sin^2 \theta)} [i + J_0(ak \sin 2\theta)]. \quad (9)$$

Исследуя последнее выражение, можно сделать важные выводы. Во-первых, как видно из (9), среднее значение интерференционной функции не зависит от угла ψ . Это значит, что во всех направлениях, составляющих одинаковый угол $\gamma = 2\theta$ с осью волокна, интерференционная функция имеет одинаковое значение. Следовательно, на рентгеновской пленке, вставленной перпендикулярно первичному пучку, в рассматриваемом случае получим интерференционное кольцо (гало). Это следовало ожидать, так как оси волокон параллельны одному общему направлению, однако все ориентации относительно этого общего направления равновероятны, т. е. хаотичны.

Во-вторых, максимальное значение интерференционной функции (7) получим тогда, когда одновременно выполняются следующие условия:

$$2c \sin^2 \theta = n\lambda, \quad (10)$$

$$2\pi a \sin 2\theta = 0; 7,0156\lambda; 13,3237\lambda \text{ и т. д.} \quad (11)$$

Однако, как уже сказано выше, условия (10) и (11) могут удовлетвориться только при $\theta = 0$ (рассеяние на нулевой угол — в направлении первичного пучка). Для углов же $\theta \neq 0$, в общем случае (10) и (11) для данной длины волны несовместимы. Таким образом, дифракционные максимумы, удовлетворяющие условию $\theta \neq 0$, возникают не для любой длины волны падающего рентгеновского излучения, а лишь для длины волны, удовлетворяющей условию (10) и (11). Это означает, что в общем случае, вышеуказанное дифракционное кольцо получается не характеристическим излучением, а излучением непрерывного спектра.

Для данного волокнистого вещества при любом излучении (при любом аноде рентгеновского источника) это дифракционное кольцо получится отражением определенной длины волны, определяемой условиями (10) и (11).

Диаметр дифракционного кольца не зависит от материала анода рентгеновской трубки.

3. Произвольное направление падения первичного пучка.

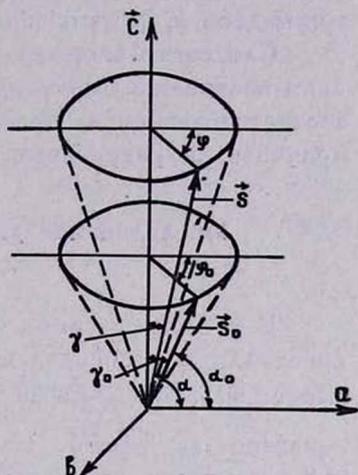
Допустим плоская монохроматическая рентгеновская волна в направлении единичного вектора \vec{s}_0 падает на волокнистое вещество. Вектор \vec{s}_0 составляет угол γ_0 с осью волокна (с вектором \vec{c}) и расположен в плоскости, проходящей через ось волокна и составляющей угол φ_0 с плоскостью векторов \vec{a} и \vec{c} (см. рис. 3). Исследуем интенсивность рассеяния рентгеновских лучей в направлении единичного вектора \vec{s} , который с осью волокна составляет угол γ и расположен в плоскости, проходящей через ось волокна и составляющей угол φ с плоскостью векторов \vec{a} и \vec{c} (см. рис. 3).

Тогда углы α и α_0 можно определить соотношениями:

$$\begin{aligned}\cos \alpha &= \sin \gamma \cdot \cos \varphi, \\ \cos \alpha_0 &= \sin \gamma_0 \cdot \cos \varphi_0.\end{aligned}$$

Имея в виду последние соотношения, для интерференционной функции получим

$$\begin{aligned}\Phi &= \frac{\sin^2 2 \frac{ak}{2} (\sin \gamma \cos \varphi - \sin \gamma_0 \cos \varphi_0)}{\sin^2 \frac{ak}{2} (\sin \gamma \cos \varphi - \sin \gamma_0 \cos \varphi_0)} \times \\ &\times \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)}{\sin^2 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)}.\end{aligned}$$



Вводя угол η , определяемый соотношением

$$\eta = \varphi - \varphi_0,$$

интерференционную функцию можно переписать в виде

Рис. 3. Произвольное направление падения первичного пучка,

$$\begin{aligned}\Phi &= \frac{\sin^2 2 \frac{ak}{2} [\sin \gamma \cos (\varphi_0 + \eta) - \sin \gamma_0 \cos \varphi_0]}{\sin^2 \frac{ak}{2} [\sin \gamma \cos (\varphi_0 + \eta) - \sin \gamma_0 \cos \varphi_0]} \times \\ &\times \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)}{\sin^2 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)}.\end{aligned}\quad (12)$$

Если образец содержит очень большое число волокон и вероятность того, что угол φ_0 между плоскостями векторов (\vec{s}_0, \vec{c}) и (\vec{c}, \vec{a}) заключен между углами $\varphi_0, \varphi_0 + d\varphi_0$, равна $\frac{d\varphi_0}{2\pi}$, то из (12) для средней интерференционной функции получим

$$\begin{aligned}\Phi &= 2 \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)}{\sin^2 \frac{ck}{2} (\cos \gamma - \cos \gamma_0)} \times \\ &\times \left\{ 1 + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos [ak (\sin \gamma \cos (\varphi_0 + \eta) - \sin \gamma_0 \cos \varphi_0)] d\varphi_0 \right\}.\end{aligned}\quad (13)$$

Во-первых, легко убедиться в том, что вышеисследованные все частные случаи можно вывести из общего выражения (13) соответствующим подбором значений углов γ , γ_0 , η и φ_0 .

Во-вторых, после расчета интеграла, входящего в (13), получим выражение для $\bar{\Phi}(k, \gamma, \gamma_0, \eta)$ средней интерференционной функции от аргументов k , γ , γ_0 и η .

Следовательно, характеристическим излучением (монохроматическим излучением) при данном направлении падения (данный угол γ_0) соответствующим набором значений γ и η в отдельных случаях можно получить дифракционные максимумы.

Исследование дифракционной картины с помощью обратной γ -решетки

В рассматриваемом случае ($N_1 = 2$, $N_2 = 1$, $N_3 = 3$) для одного кристаллита распределение интенсивности в обратном пространстве имеет вид, показанный на рис. 4 ([3]), а среднее распределение показано на рис. 5. На этих рисунках \vec{a}^* и \vec{c}^* трансляции обратной решетки, а величины ξ и φ определяются соотношениями

$$\xi = \frac{a}{\lambda} (\cos \alpha - \cos \alpha_0),$$

$$\varphi = \frac{c}{\lambda} (\cos \gamma - \cos \gamma_0).$$

Теперь исследуем различные случаи падения первичного пучка. Исследование начнем со случая, когда пучок падает перпендикулярно к оси волокна.

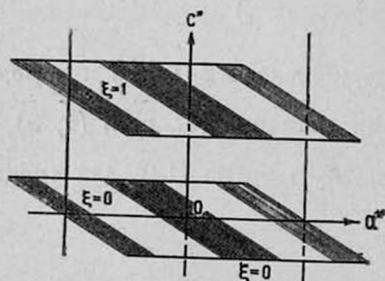


Рис. 4. Распределение интенсивностей в обратной решетке.

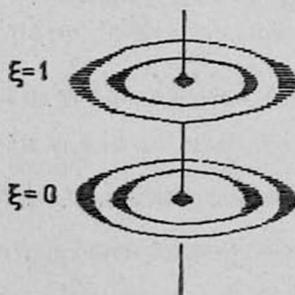


Рис. 5. Среднее распределение интенсивностей в обратном пространстве.

Найдем дифракционные максимумы, возникающие в экваториальном и вертикальном (проходящем через ось волокна) сечениях сферы распространения. Эти сечения показаны на рис. 6 и 7. Можно заметить, что экваториальное сечение любого радиуса сферы распро-

странения (для любой длины волны) пересечется с кольцами распределения интенсивности на экваториальной плоскости. Следовательно, на экваториальной линии рентгеновской пленки, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, получаются дифракционные максимумы характеристического излучения на фоне непрерывного спектра. Вертикальное сечение, проходящее через первичный пучок, в общем случае не пересечется с кольцами распространения интенсивности, но подходящим выбором радиуса сферы распространения (длины волны) можно получить указанное пересечение. Следовательно, на вертикальной линии рентгеновской пленки, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, характеристические максимумы в общем случае не получаются. Если на этой линии максимумы появляются, то они в общем случае обусловлены непрерывным спектром источника.

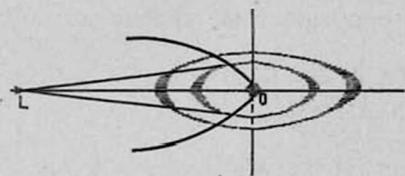


Рис. 6. Экваториальное сечение сферы распространения.

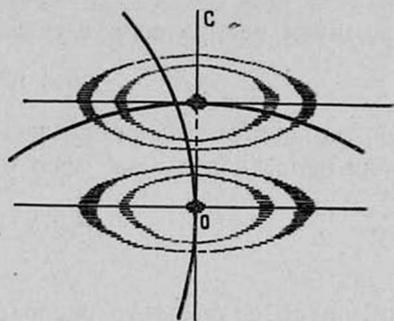


Рис. 7. Вертикальное сечение сферы распространения.

В случае, когда первичный пучок падает в направлении оси волокон (рис. 8), сфера распространения в общем случае не пересечется с кольцами распределения интенсивности, однако соответствующим выбором радиуса сферы распространения (длины волны) можно получить пересечения. Ясно, что в этом случае, если сфера пересечется с кольцом, то линия пересечения будет как раз этим кольцом, поэтому интерференционный максимум на рентгеновской пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, будет кольцом (гало).

Теперь проследим за изменением направлений дифракционных максимумов, обусловленных первым кольцом распределения интенсивности, расположенном на экваториальной плоскости (рис. 5).

Поэтому мы должны для данного направления падения первичного пучка найти точки пересечения первого кольца распределения интенсивности со

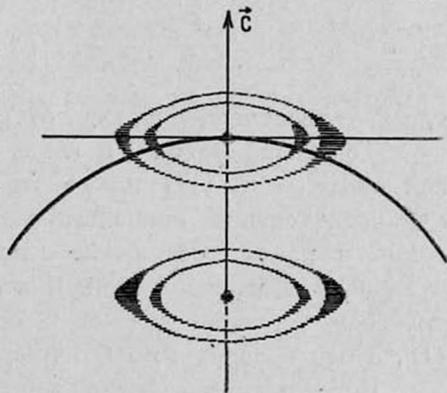


Рис. 8. Сфера распространения при первичном пучке, параллельном оси волокна.

сферой распространения и соединить эти точки с центром сферы. Эти линии будут направлениями дифракционных максимумов, а их точки пересечения с пленкой будут дифракционными пятнами. Процесс изменения направлений дифракционных максимумов наглядно можно показать вращением первого кольца распространения вокруг своего диаметра, совпадающего с касательной к сфере распространения в начале обратного пространства перпендикулярно к оси волокна.

Пусть начало обратного пространства совпадает с началом декартовых координат, а центр сферы распространения расположен на оси абсцисс в точке $x = -R = -\frac{1}{\lambda}$, и пусть радиус первого кольца будет r . Тогда уравнение сферы будет

$$(x + R)^2 + y^2 + z^2 = R^2. \quad (14)$$

Вращением кольца вокруг указанной оси образуется сфера

$$x^2 + y^2 + z^2 = r^2. \quad (15)$$

Дифракционные максимумы возникают пересечением сфер (14) и (15). Линия пересечения этих сфер будет окружностью, уравнение которой

$$y^2 + z^2 = r^2 \left(1 + \frac{r^2}{4R^2} \right). \quad (16)$$

Центр этой окружности расположен в точке $x = -\frac{r^2}{2R}$. Геометрическим местом дифракционных максимумов на пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, будет окружность, которая получается проектированием окружности (16) из центра сферы распространения на плоскость пленки (см. рис. 6).

Уравнением этой окружности будет

$$y^2 + z^2 = r^2 \left(1 + \frac{r^2}{2R} \right) \left(1 + \frac{D}{R} \right)^2, \quad (17)$$

где D — расстояние образца от рентгеновской пленки.

Теперь посмотрим в каких направлениях падения, в каких точках окружности (17) получаются дифракционные максимумы. Здесь мы исследования проведем следующим образом. Направления падения и пленку оставляем в прежних положениях (пленка перпендикулярна к первичному пучку), а образец (волокно) поворачиваем вокруг оси, перпендикулярной к оси волокна. Ось волокна направим по OY , а ось вращения по OZ (рис. 9).

Когда первичный пучок перпендикулярен к оси волокна, то кольцо распределения (малая окружность, рис. 9) лежит в плоскости XOY , а сфера распространения пересечется этим кольцом в двух точках и на экваториальной линии получаются два интерференционных максимума (L_1 и L_2 , рис. 9). При повороте указанного кольца вокруг оси OZ максимумы L_1 и L_2 перемещаются по окружности (17) в сторону точки

L . С дальнейшим поворотом, когда плоскость кольца составит с плоскостью XOZ угол φ_0 , определяемый условием

$$\varphi_0 = \frac{r}{2R},$$

интерференционные максимумы L_1 и L_2 сливаются в один максимум в точке L . В области углов $\frac{\pi}{2} - \varphi_0 < \varphi < \pi - \varphi_0$, где φ_0 — угол между плоскостью XOZ и плоскостью кольца, сфера распространения не пересекается этим кольцом. Когда $\varphi = \pi - \varphi_0$, то кольцо пересечется сферой распространения опять в одной точке, и в точке L' получается дифракционный максимум. С дальнейшим увеличением угла φ максимум L' расщепляется на два максимума (L'_1 и L'_2 , рис. 9), которые с увеличением угла φ перемещаются вдоль окружности (17) в сторону максимумов L_1 и L_2 , соответственно, и при $\varphi = \pi$ сливаются с ними.

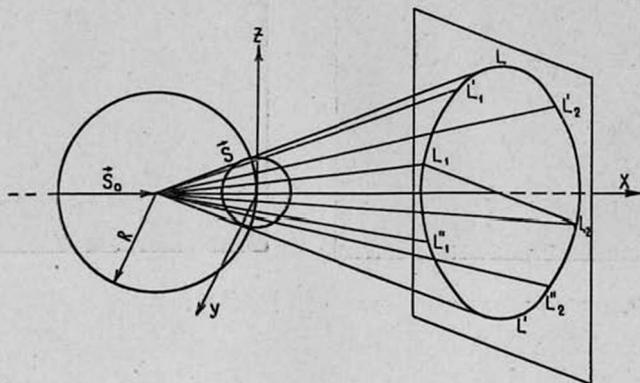


Рис. 9. Кольцо распределения дифракционных максимумов.

Таким образом, из сказанного выше можно сделать следующий важный вывод: характеристическим излучением можно получить дифракционные максимумы, обусловленные первым кольцом распределения (в экваториальной плоскости), только в том случае, когда направления падения с осью волокна составляют углы, заключенные в пределах от нуля до $\varphi_0 = \frac{r}{2R}$, и от $\pi - \varphi_0$ до π .

Если вне этих пределов, т. е. в пределах $\varphi_0 < \varphi < \pi - \varphi_0$ появляются дифракционные максимумы, то они обусловлены непрерывным излучением источника. Аналогичными рассуждениями можно убедиться в том, что и для других колец распределения интенсивности на экваториальной плоскости получаются подобные выводы.

Экспериментальная часть

Для исследования приведенных выше теоретических рассуждений был поставлен следующий эксперимент. Исследован вид дифракцион-

ной картины, полученной от волокнистых веществ в зависимости от направления падения первичного пучка. В качестве образца был исследован растянутый каучук (наирит). Как показывает опыт, растянутый (около 800 %) наирит приобретает волокнистую структуру, которую достаточно долго сохраняет и после снятия растягивающей силы.

Рентгенограмма растянутого каучука наирит после снятия растягивающей силы (растягивающая сила была снята за 20 часов до экспозиции) сохраняет вид рис. 11. На рис. 11 показана дифракционная картина, полученная при падении первичного пучка в направлении растяжения, а картина 12 получена при косом падении первичного пучка

(угол γ_0 между первичным пучком и осью волокна заключен в пределах $0 < \gamma_0 < \frac{\pi}{2}$).

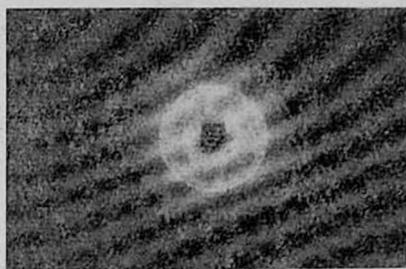


Рис. 10. Рентгенограмма нерастянутого „Наирит“-а

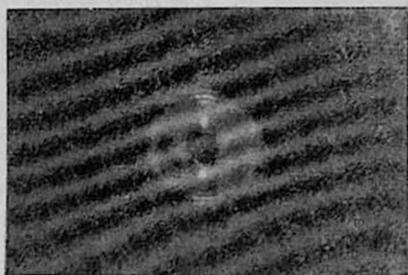


Рис. 11. Рентгенограмма растянутого „Наирит“-а

Обсуждение результатов и выводы

Итак, теоретическое исследование показало, что когда первичный пучок падает перпендикулярно к оси волокна, на пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, получают дифракционные слои. При косом падении дифракционные максимумы этих слоев перемещаются—получается несимметричная картина. Когда первичный пучок падает в направлении растяжения, т. е. в направлении осей волокон, то получается картина, аналогичная полученной от поликристалла.

Эти выводы были экспериментально исследованы и показана их справедливость.

Так, например, на рис. 11 показана дифракционная картина, полученная при перпендикулярном падении первичного пучка. На рисунке видны слоевые линии.

На рис. 12, полученном при косом падении первичного пучка, видны перемещенные дифракционные пятна. Дифракционная картина, полученная при падении первичного пучка в направлении растяжения, похожа на дифракционную картину поликристалла (нерастянутого наирита).

Далее, теоретически было показано, что в общем случае рентгеновская дифракционная картина обусловлена излучением непрерывного спектра, и только в отдельных частных случаях эта картина может быть получена характеристическим излучением анода рентгеновской трубки.

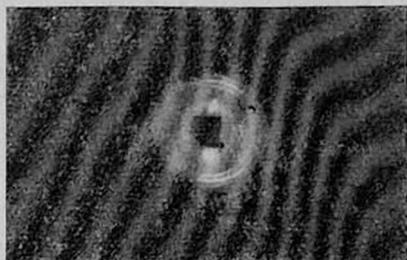


Рис. 12. Рентгенограмма „Наирит“-а при косом падении первичного пучка.

Экспериментальному исследованию этого вывода будет посвящено следующее сообщение.

Ереванский государственный университет

Поступила 29 сентября 1965

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. А. Безиригян, ЖТФ, 34, вып. 10 (1964).
2. П. А. Безиригян, ЖТФ, 34, вып. 1 (1964).
3. Р. Джеймс, „Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей“, И.—Л., М., 1950 г.

ՄԱՆՐԱԹԵԼԱՅԻՆ ԵՅՈՒԹԵՐԻ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐԻ
ԿԱԽՈՒՄԸ ԱՌԱՋԵՆԱՅԻՆ ՓԵՋԻ ԱՆԿՄԱՆ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻՑ

Պ. Հ. ԲԵՋԻՐԴՅԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՌԱՓՅԱՆ

Հետազոտված է ուսումնական դիֆրակցիոն պատկերի կախումն սկզբնական ճառագայթների անկման ուղղությունից: Յույց է տրված, որ երբ սկզբնական ճառագայթն ընկնում է մանրաթելի առանցքին ուղղահայաց, ապա դիֆրակցիոն պատկերն ստացվում է ուսումնական բնութագրական ճառագայթներից: Թեք անկման դեպքում, միայն հատուկ դեպքերում դիֆրակցիոն պատկերը կարող է ստացվել բնութագրական ճառագայթներից, իսկ ընդհանուր դեպքում այն ստացվում է աղբյուրի ուսումնական ճառագայթների անընդհատ սպեկտրից:

Մանրամասն բնարկված է դիֆրակցիոն պատկերի փոփոխությունների կախումն սկզբնական ճառագայթների անկման անկյան փոփոխությունից՝ հակադարձ ցանցի օգնությամբ: Մի քանի փորձերով հաստատված են տեսական հետազոտություններից բխող հետևությունները: Տեքստում բերված ուսումնական դիֆրակցիոն պատկերի լուսանկարները ցույց են տալիս դիֆրակցիոն մաքսիմումների տեղաշարժերը, որոնք տեղի են ունենում սկզբնական ճառագայթների անկման ուղղության փոփոխության հետևանքով:

THE DEPENDENCE OF FIBROUS MATTER X-RAY DIFFRACTION PATTERN ON THE DIRECTION OF THE INCIDENT BEAM

by P. H. BEZIRGANIAN, Yu. A. RAPIAN

The diffraction pattern of fibrous matters depending on the direction of incident X-ray radiation is considered in the paper. It is shown that to receive the diffraction maximums following the first circle of the distribution (of the equatorial plane) with characteristic radiation is feasible only in case when the direction of the incident beam draws an angle ranging from zero to $\varphi = \frac{r}{2A}$ and from $\pi - \varphi_0$ to π with the axis of the fibre.