Изв. АН Армянской ССР, Физика, 4, 147—158 (1969)

К РАСЧЕТУ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, К. Н. БЕЗИРГАНЯН

Показано, что в поперечном сечении отраженного пучка распределение интенсивности неоднородно и его структура зависит от размеров отражающих плоскостей. Пропорциональность интегральной интенсивности облучаемому объему нарушается для реальных кристаллов.

Обычно для расчета интегральной интенсивности отражения рентгеновских лучей применяются два метода: метод Лауэ и метод Вульфа-Брегга.

При расчете по методу Лауэ делаются следующие допущения:

а) пренебрегают разностями фаз, возникающими из-за непараллельности волн, рассеянных различными точками (мотивами) облучаемого объема в сторону точки наблюдения [1—3];

в) в выражении амплитуды рассеянной волны

$$A\cdot\frac{\sin N_1\dfrac{A_1}{2}}{\sin\dfrac{A_1}{2}}\cdot\frac{\sin N_2\dfrac{A_2}{2}}{\sin\dfrac{A_2}{2}}\cdot\frac{\sin N_3\dfrac{A_3}{2}}{\sin\dfrac{A_3}{2}},$$

где

$$A_1=k\,(\vec{a}\,\vec{S}),\;\; A_2=k\,(\vec{b}\,\vec{S}),\;\; A_3=k\,(\vec{c}\,\vec{S}),$$

$\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ — трансляции пространственной решетки, $\vec{S}=\vec{S}_1-\vec{S}_0$, ($\vec{S}_0$ и $\vec{S}_1$ — единичные векторы в направлении падения и рассеяния соответственно), предполагают, что все три величины A_1, A_2 и A_3 независимы друг от друга.

Однако нетрудно убедиться в том, что эти допущения неприменимы для реальных кристаллов и для реальных условий опыта. Действительно, как показано в работе [4], предположение о параллельности волн, рассеянных различными частицами облучаемого объема в сторону точки наблюдения, верно только для кристаллов, размеры которых меньше, чем 10^{-5} *см*. Между тем размеры блоков реальных кристаллов порядка 10^{-4}—10^{-3} *см*. Следовательно, пренебрегать вышеуказанными разностями фаз нельзя. Далее, в работе [5] показано, что величины A_1, A_2 и A_3 не независимы друг от друга и в выражении интенсивности

$$A^2\,\frac{\sin^2 N_1\dfrac{A_1}{2}}{\sin^2\dfrac{A_1}{2}}\cdot\frac{\sin^2 N_2\dfrac{A_2}{2}}{\sin^2\dfrac{A_2}{2}}\cdot\frac{\sin^2 N_3\dfrac{A_3}{2}}{\sin^2\dfrac{A_3}{2}}$$

для получения интегральной интенсивности нельзя множители типа

$$\frac{\sin^2 N \frac{A}{2}}{\sin^2 \frac{A}{2}}$$

интегрировать по A независимо друг от друга.

При расчете интегральной интенсивности по методу Вульфа-Брегга делаются следующие предположения [3]:

а) предполагается, что отражающие плоскости бесконечно велики и для амплитуды волны, отраженной от одной плоскости, независимо от ее размеров, получается $-iq$, где

$$q = \frac{n\lambda}{\sin\theta} \cdot f(2\theta, k)\,\frac{e^2}{mc^2};$$

в) предполагается, что отраженный пучок однороден—во всех его частях интенсивность имеет одно и то же значение и для определения интегральной интенсивности выражение интенсивности умножается на поперечное сечение падающего и отраженного пучков.

Но можно показать, что и эти предположения также неприемлемы для реальных кристаллов. Действительно, отражающие плоскости можно считать бесконечно великими только тогда, когда их размеры намного больше размеров первой зоны Френеля [6]. Однако у реальных кристаллов размеры блоков как раз порядка первой зоны Френеля и амплитуда волны, отраженной от одной плоскости, даже в отсутствие поглощения не чисто мнимая (не $-iq$), а комплексная и равна

$$G_1 = G_1' + iG_1'',$$

где

$$G_1' = A_1\left\{\int_0^A \cos\frac{\pi}{2}x^2dx \cdot \int_0^B \cos\frac{\pi}{2}y^2dy - \int_0^A \sin\frac{\pi}{2}x^2dx \cdot \int_0^B \sin\frac{\pi}{2}y^2dy\right\},$$

$$G_1'' = -A_1\left\{\int_0^A \cos\frac{\pi}{2}x^2dx \cdot \int_0^B \sin\frac{\pi}{2}y^2dy + \int_0^A \sin\frac{\pi}{2}x^2dx \cdot \int_0^B \cos\frac{\pi}{2}y^2dy\right\}.$$

$$A_1 = \frac{2n\lambda\, e^2}{mc^2\sin\theta} f(2\theta, k),\ A = \sin\theta\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\,d_1,\ B = \sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\,d_2,$$

d_1 и d_2 — размеры отражающих плоскостей в направлениях параллельном и перпендикулярном плоскости падения. Поэтому амплитуда G и фаза отраженной волны $\operatorname{tg}\varphi = \frac{G_1''}{G_1'}$ зависят как от размеров отражающих плоскостей, так и от направлений отражения (от направлений плоскости падения [7]). Более того, в точке наблюдения разность фаз волн, отраженных от соседних плоскостей, зависит не только от разностей их оптических путей, но и от размеров отражающих плоскостей, т. е.

эти разности фаз нельзя определять только выражением $kd \sin \theta$. Следовательно, выражение интенсивности

$$|q|^2 \frac{\sin^2 (P \cdot B\varepsilon)}{\sin^2 (B\varepsilon)},$$

где $B = kd \sin \theta_0$, θ_0 — угол Вульфа-Брегга, а ε определяется соотношением $\theta = \theta_0 + \varepsilon$, P — число отражающих плоскостей, фактически неприменимо для реальных (конечных) кристаллов.

Итак, из изложенного вытекает, что выражение для интегральной интенсивности

$$\frac{E\omega}{J_0} = QV,$$

где

$$Q = \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta_0} |F|^2 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2},$$

V — облучаемый объем кристалла, и которое основано на вышеуказанных допущениях, для реальных кристаллов неприменимо.

Здесь рассматривается вопрос нахождения выражения интегральной интенсивности, свободного от вышеуказанных допущений.

1. Отражение от одной ограниченной плоскости

Допустим, что плоская монохроматическая волна падает на плоскость по направлению единичного вектора $\vec{S}_0$ и мы исследуем интенсивность отражения в точке наблюдения M, которая из начала координат видна в направлении единичного вектора $\vec{S}_1$. Размеры отражающей плоскости в направлениях x и y равны A и B соответственно. Начало координат помещено в центре плоскости (рис. 1).

Тогда для амплитуды отраженной волны получим

$$G = A_2 (G' + iG''), \tag{1}$$

где

$$A = \frac{ne^2}{Rmc^2} f,$$

$$G' = \int_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \cos\left(k \frac{\sin^2\theta}{2R} x^2\right) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \cos\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy -$$

$$- \int_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \sin\left(k \frac{\sin^2\theta}{2R} x^2\right) dx \int_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \cos\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy,$$

$$G'' = \int\limits_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \cos\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \sin\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy -$$

$$- \int\limits_{-\frac{A}{2}}^{+\frac{A}{2}} \sin\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} \cos\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy.$$

В работах [2] и [8] при выводе интегральной интенсивности, как уже было сказано, предполагается, что кристаллические плоскости и фронты падающих волн бесконечно велики и поэтому фронты отражен-

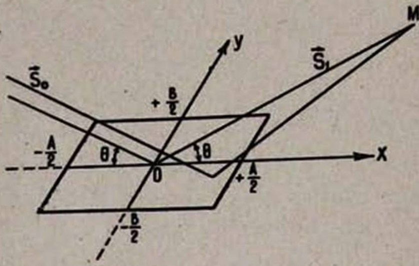

Рис. 1. К расчету амплитуды волны.

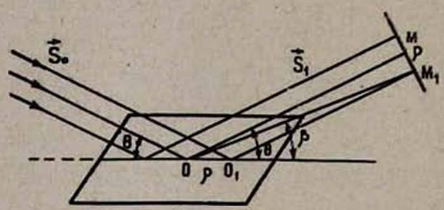

Рис. 2. К расчету распределения интенсивности на поперечном сечении отраженного пучка.

ных волн также бесконечны и интенсивность на них всюду одинакова, т. е. в плоскости, перпендикулярной к $\vec{S}_1$, всюду в пределах отраженного пучка, интенсивность имеет одинаковое значение и поэтому для нахождения интегральной интенсивности интенсивность умножают на поперечное сечение отраженного пучка (рис. 2).

Однако нетрудно убедиться в том, что, во-первых, для реальных кристаллов фронт отраженной волны нельзя считать бесконечным и, во-вторых, внутри отраженного пучка на плоскости, перпендикулярной к направлению отражения, в различных точках интенсивность имет различные значения.

Для этого мы сначала исследуем интенсивность отражения от одной ограниченной плоскости (реальный кристалл).

Имея ввиду (1) для интенсивности в точке наблюдения M, которая видна из центра плоскости 0 под углом θ, получим

$$J_м = A_2^2 (G'^2 + G''^2).$$

Для амплитуды волны в точке M_1 поперечного сечения отраженного пучка (точка M_1 от центра видна под углом β, а из точки $0'$ под углом θ, рис. 2) получим

$$G_{м_1} = A_2 (G_2' + iG_2''),$$

где

$$G_2' = \int\limits_{-\left(\frac{A}{2}+\rho_1\right)}^{\frac{A}{2}-\rho_1} \cos\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \cos\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy -$$

$$- \int\limits_{-\left(\frac{A}{2}+\rho_1\right)}^{\frac{A}{2}-\rho_1} \sin\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sin\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy,$$

$$G_2'' = \int\limits_{-\left(\frac{A}{2}+\rho_1\right)}^{\frac{A}{2}-\rho_1} \cos\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx \cdot \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sin\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy +$$

$$+ \int\limits_{-\left(\frac{A}{2}+\rho_1\right)}^{\frac{A}{2}-\rho_1} \sin\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \cos\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy.$$

$\rho_1 = \frac{\rho}{\sin\theta}$, где ρ — расстояние между точками M и M_1.

Из последних выражений для интенсивности волны в точке (точки M и M_1 расположены на плоскости вектора $\vec{S}_1$ и отрезка 00_1) получим

$$J_M = A_2^2(G_2'^2 + G_2''^2).$$

Исследуем распределение интенсивности на плоскости поперечного сечения отраженного пучка (на отрезке MM_1) в зависимости от величины ρ для трех случаев размеров отражающей плоскости (для $\lambda = 1{,}542$ Å и $\theta = 12°31'44''$).

Первый случай — размеры отражающей плоскости такие, что на ней помещается только первая зона Френеля (рис. 3а).

Второй случай — размеры отражающей плоскости такие, что на ней помещаются только первые две зоны Френеля (рис. 4а).

Третий случай — размеры отражающей плоскости такие, что на ней помещаются только первые три зоны Френеля (рис. 5а).

На рисунках 3в, 4в и 5в представлены распределения интенсивностей отражения на поперечном сечении отраженного пучка в первом, во втором и в третьем случаях соответственно. Как видно из кривых, приведенных на этих рисунках, в первом случае максимальное отражение получается в точке, которая видна из центра отражающей плоскости под углом отражения (т. е. под углом θ, рис. 3в) и по мере удаления от этой точки интенсивность отражения быстро падает. Во втором случае распределение интенсивности имеет более сложный характер (рис. 4в), в центральной точке получается минимум, а справа и слева этого минумума полу-

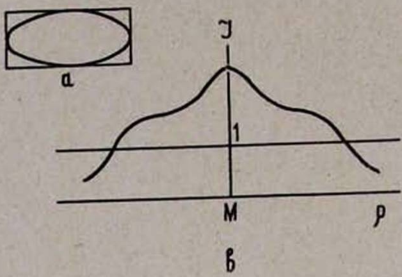

Рис. 3. Первый случай.

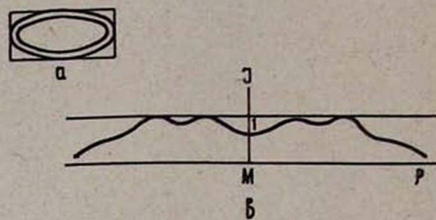

Рис. 4. Второй случай

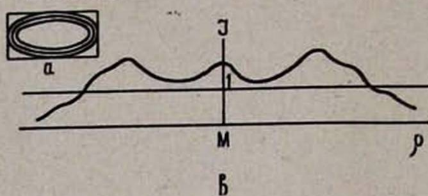

Рис. 5. Третий случай.

чаются максимумы. В третьем случае (рис. 5в) в центральной точке получается вторичный максимум, а с двух сторон этого максимума получаются главные максимумы. Следовательно, из этих рассмотренных трех случаев можно сделать следующие выводы:

1. На поперечном сечении отраженного пучка распределение интенсивности не однородное и от точки к точке меняется.

2. Структура отраженного пучка (распределение интенсивности в нем) зависит от размеров отражающей плоскости.

3. Фаза волны, отраженной от одной ограниченной плоскости, зависит от размеров этой плоскости. Действительно, так как фаза этой волны определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{G''}{G'},$$

где G' и G'' зависят от размеров отражающей плоскости, следовательно и φ зависит от этих размеров. Более того, так как в различных точках поперечного сечения отраженного пучка величины G' и G'' имеют различные значения, то φ в различных точках этого сечения имеет различные значения.

II. Отражение от системы ограниченных плоскостей

Теперь перейдем к исследованию интенсивности волны, отраженной от системы ограниченных плоскостей—от реального кристалла.

В этом случае расчеты осложняются тем, что в данную точку поперечного сечения отраженного пучка различные отражающие плоскости данной системы посылают волны с различными фазами и амплитудами, причем фазы отличаются не только выражением Вульфа-Брегга, но и добавочным членом, обусловленным соотношением

$$\Delta\varphi_{n,\, n-1} = \operatorname{arctg}\left(\frac{G_n''}{G_n'}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{G_{n-1}''}{G_{n-1}'}\right),$$

где $\Delta\varphi_{n,\, n-1}$ — добавочная разность фаз между волнами, отраженными от плоскостей с номерами n и $n-1$, G_n' и G_n'' — вещественные и мнимые части амплитуды волны, отраженной от плоскости с номером n, а G_{n-1}' и G_{n-1}'' те же самые величины для плоскости с номером $n-1$.

Таким образом, так как величины G_n', G_n'', G_{n-1}' и G_{n-1}'' зависят как от размеров отражающих плоскостей, так и от их номеров, то $\Delta\varphi_{n,\, n-1}$ также зависят от этих величин. Далее, как уже было сказано в конце первого пункта, величины G_n' и G_n'', а следовательно и $\Delta\varphi_{n,\, n-1}$, зависят от ρ, т. е. эти величины меняются от точки к точке данного поперечного сечения отраженного пучка.

Имея ввиду вышеуказанное, для амплитуды суммарной волны в точке M_1, расположенной на расстоянии ρ от центральной точки M, получим

$$G_{M_1} = A_2 \sum_{n=0}^{N-1} e^{i2nkd \sin\theta} \left(G_{2n}' + iG_{2n}''\right), \tag{2}$$

где d — межплоскостное расстояние отражающих плоскостей,

$$G_{2n}' = a_1 \cdot a_1' - b_1 \cdot b_1', \tag{3}$$

$$G_{2n}'' = a_1' \cdot b_1 + a_1 \cdot b_1', \tag{4}$$

где

$$a_1 = \int_{\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \cos\left(k\frac{y^2}{2R}\right) dy, \quad b_1 = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sin\left(k\frac{y^2}{2R}\right) dy,$$

$$a_1' = \int_{-D_1}^{D_2} \cos\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right) dx, \quad b_1' = \int_{-D_1}^{D_2} \sin\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right) dx,$$

$$D_1 = nd\cdot\operatorname{ctg}\theta - \left(\frac{A}{2} + \rho_1\right), \; D_2 = nd\cdot\operatorname{ctg}\theta + \left(\frac{A}{2} - \rho_1\right).$$

Из (2) легко получить интенсивность отражения в точке M_1.

$$J_{M_1} = A_2^2\left\{\left[\sum_{n=0}^{N-1} G_{2n}' \cos\left(2kd\sin\theta\cdot n\right) - \sum_{n=0}^{N-1} G_{2n}'' \sin\left(2kd\sin\theta\cdot n\right)\right]^2 + \right.$$

$$+\left|\sum_{n=0}^{N-1} G'_{2n} \sin(2kd \sin\theta\cdot n)+\sum_{n=0}^{N-1} G''_{2n} \cos(2kd\sin\theta\cdot n)\right|^2\Bigg\}. \tag{5}$$

Откуда при $\rho=0$ получим интенсивность отражения в точке M.

$$J_M = J_{M_1}\ (\rho=0).$$

Для получения интегральной интенсивности мы должны, во-первых, суммировать по n (по системе отражающих плоскостей), во-вторых, интегрировать в угловых пределах отражения, т. е. от $\theta-\varepsilon$ до $\theta+\varepsilon$, и в третьих, интегрировать по всему поперечному сечению (фронту) отраженного пучка. Это суммирование достаточно трудное, так как от номера n зависят как величины G'_{2n} и G''_{2n}, так и тригонометрические функции, входящие в суммы (см. (3—5)).

Однако, если иметь ввиду, что с изменением n величины G'_{2n} и G''_{2n} очень медленно меняются, то зависимостью этих величин от n можно пренебречь, если N не очень велико. Действительно, если число отражающих плоскостей $N=1\,000$, то значение этих величин для первой и последней плоскостей в первом случае будут (в точке M)

$$G'_{2\cdot 0}=0{,}529,\quad C'_{2\cdot 1000}=0{,}548,$$

$$G''_{2\cdot 0}=0{,}714,\quad G''_{2\cdot 1000}=0{,}697.$$

Как видно из последних выражений, значения этих величин для первой и последней плоскостей мало отличаются, следовательно, не совершая большой ошибки, мы можем выражение (2) привести к следующему виду:

$$G_{M_1} = A_2\left(\overline{G'_{2n}}+\overline{G''_{2n}}\right)\sum_{n=0}^{N-1} e^{ikd\sin\theta\cdot n}, \tag{6}$$

где

$$\overline{G'_{2n}}=\frac{1}{2}\left(G'_{20}+G'_{2\cdot 1000}\right),\ \overline{G''_{2n}}=\frac{1}{2}\left(G''_{2\cdot 0}+G''_{2\cdot 1000}\right).$$

Тогда, произведя суммирование по n, из (6) для интенсивности легко получим

$$G^2_{M_1}=A_2^2\left(\overline{G'_{2n}}^2+\overline{G''_{2n}}^2\right)\frac{\sin^2 N\dfrac{kd\sin\theta}{2}}{\sin^2\dfrac{kd\sin\theta}{2}}.$$

При интегрировании по угловой области

$$\int_{\theta-\varepsilon}^{\theta+\varepsilon} G^2_{M_1}\,d\theta,$$

пренебрегая зависимостью величин A_2, $\overline{G'_{2n}}$ и $\overline{G''_{2n}}$ от угла (из-за малости ε), для интегральной интенсивности получим

$$J_1 = A_2^2\,(\overline{G_{2n}'^{\,2}} + \overline{G_{2n}''^{\,2}})\,\frac{\lambda\cdot n}{2d\cos\theta}. \tag{7}$$

Для получения полной интегральной интенсивности мы должны последнее выражение интегрировать по поперечному сечению (фронту) отраженного пучка. Конечно, как уже сказано, не было бы необходимости этого интегрирования и мы могли бы для получения полной интегральной интенсивности величину J_1 умножить на S (поперечное сечение отраженного пучка), если бы величины G_{2n}' и G_{2n}'' во всех точках сечения S имели бы одинаковые значения. Однако, как показано выше, эти величины сильно меняются от точки к точке поперечного сечения отраженного пучка.

Мы исследовали распределение интенсивности на поперечном сечении отраженного пучка только в одном направлении — в направлении плоскости падения (в направлении MM_1), но для интегрирования мы должны исследовать распределение интенсивности в произвольном направлении.

Исследуем интенсивность рассеяния в произвольной точке M_3 поперечного сечения отраженного пучка. Центр координат поместим в центре поперечного сечения отраженного пучка, т. е. в точке M (см. рис. 6). Ось x' направим по MM_1 (отрезок MM_1 расположен в плоскости падения и на поперечном сечении отраженного пучка). Ось y' направим по MM_2.

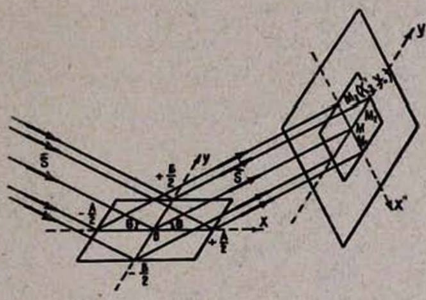

Рис. 6. К расчету интегральной интенсивности.

Тогда, если координаты точки M_3 обозначать через x_3' и y_3', то в выражении интенсивности J_1 (см. (7)) величины G_{2n}' и G_{2n}'' примут следующие значения

$$G_{2n}' = a_3\cdot a_3' - b_3\cdot b_3',$$

$$G_{2n}'' = a_3' b_3 - a_3 b_3',$$

где

$$a_3 = \int\limits_{-\left(\frac{A}{2}+x_3'\sin\theta\right)}^{\frac{A}{2}-x_3'\sin\theta} \cos\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx,\quad a_3' = \int\limits_{-\left(\frac{A}{2}+x_3'\sin\theta\right)}^{\frac{A}{2}-x_3'\sin\theta} \sin\left(k\frac{\sin^2\theta}{2R}x^2\right)dx,$$

$$b_3 = \int\limits_{-\left(\frac{B}{2}+y_3'\right)}^{\frac{B}{2}-y_3'} \cos\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy,\quad b_3' = \int\limits_{-\left(\frac{B}{2}+y_3'\right)}^{\frac{B}{2}-y_3'} \sin\left(k\frac{y^2}{2R}\right)dy.$$

Теперь для получения полной интегральной интенсивности мы должны выражение J_1 проинтегрировать по x_3' и y_3' в пределах от $-\frac{A}{2}\sin\theta$ до $\frac{A}{2}\sin\theta$ и от $-\frac{B}{2}$ до $\frac{B}{2}$ соответственно.

Таким образом, для полной интегральной интенсивности получим

$$J = \int\limits_{-\frac{A}{2}\sin\theta}^{\frac{A}{2}\sin\theta} \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} J_1 \, dx_3' \, dy_3' \tag{8}$$

или

$$J = A_2^2 \frac{\lambda \cdot N}{2d \sin\theta} \int\limits_{-\frac{A}{2}\sin\theta}^{\frac{A}{2}\sin\theta} \int\limits_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} (\overline{G}_{2n}'^2 + \overline{G}_{2n}''^2) \, dx_3' \, dy_3'.$$

Детально исследован только первый случай. Интегрирования проведены графически. После приведения интегралов a_3, a_3', b_3 и b_3' к виду интегралов Френеля для одного значения y_3' составлялись графики значений J_1 для различных x_3' в пределах $-\frac{A}{2}\sin\theta \leqslant x_3 \leqslant \frac{A}{2}\sin\theta$. Далее, для различных значений y_3' в пределах $-\frac{B}{2} \leqslant y_3' \leqslant \frac{B}{2}$ были со-

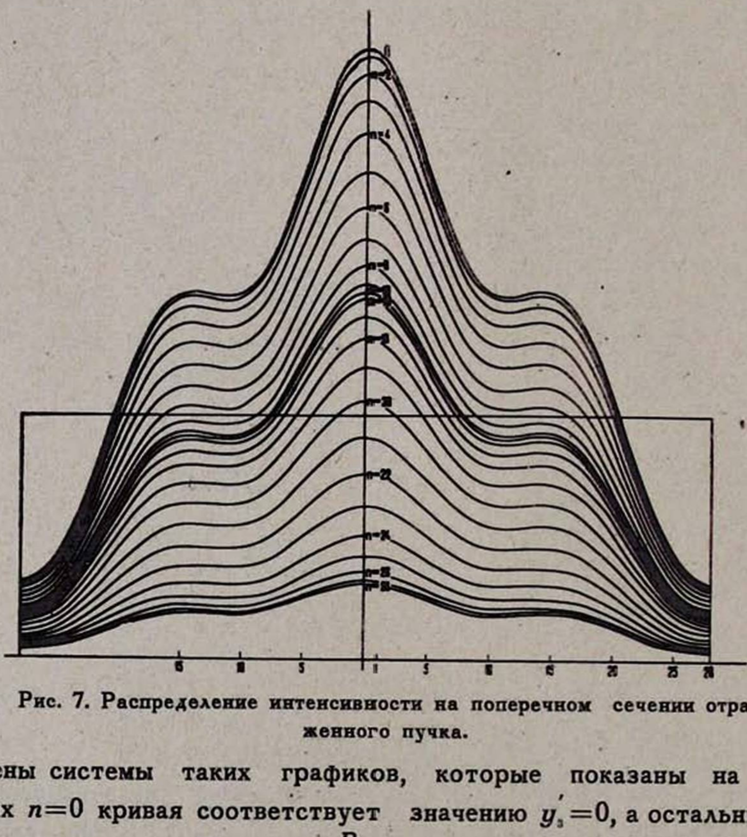

Рис. 7. Распределение интенсивности на поперечном сечении отраженного пучка.

ставлены системы таких графиков, которые показаны на рис. 7. Из них $n=0$ кривая соответствует значению $y_3'=0$, а остальные соответствуют значениям $0 < y_3' \leqslant \frac{B}{2}$. Рассчитаны все площади, заключенные между этими кривыми и осью x_3, составлен график зависимости величин этих площадей от y_3 в пределах $-\frac{B}{2} \leqslant y' \leqslant \frac{B}{2}$, который показан на рис. 8. Определив величину площади, заключенной между этой кривой и осью y_3, как раз получим полную интегральную интенсивность в относительных единицах.

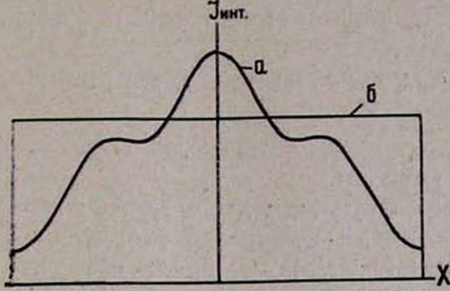

Рис. 8. Интегральная интенсивность. а)—первый случай (размеры отражающих плоскостей конечны), б)—размеры отражающих плоскостей бесконечно велики.

Для сравнения полученных нами результатов с результатами, полученными по методу Вульфа-Брегга в таких же относительных единицах на рис. 8 показано равномерное распределение интенсивности по поперечному сечению отраженного пучка согласно предположению неограниченных отражающих плоскостей.

Оказалось, что при неограниченных отражающих плоскостях интегральная интенсивность в рассматриваемом случае (первый случай) на 25% больше, чем при учете ограниченности этих плоскостей.

Выводы

В случае реальных кристаллов:

1. Интенсивность отражения неравномерно распределена в поперечном сечении отраженного пучка.

2. Распределение интенсивности отражения в поперечном сечении отраженного пучка (микроструктура спектральной линии) зависит от размеров отражающих плоскостей.

3. Пропорциональность интегральной интенсивности облучаемому объему нарушается для ограниченных кристаллов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 4.XII.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. А. Безирганян, И. Б. Боровский*, Изв. АН АрмССР, серия физическая, т. XIII, № 1, 1960.
2. *А. Комптон* и *С. Алисон*, Рентгеновские лучи. Теория и эксперим. ОГИЗ, Л.—М., 1941.

3. *Г. С. Жданов*, Основы рентгеноспектрального анализа, Гостехиздат, 1940.
4. *П. А. Безирганян*, ЖТФ, т. XXXIV, вып. 3, 1964.
5. *П. А. Безирганян*, Изв. АН АрмССР, т. XVII, № 5, 1964.
6. *П. А. Безирганян, А. Г. Акритов*, Изв. АН СССР, № 6, 1967.
7. *П. А. Безирганян, А. Г. Акритов*, Изв. АН АрмССР т. XIII, 1960.
8. *Р. Джеймс*, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, ИЛ, М., 1950.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Կ. Ն. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձման կախումը ճառագայթման ենթարկվող բյուրեղի չափերից։

Ցույց է տրված, որ սպեկտրային գծի ինտենսիվությունը և ստրուկտուրան կախված է անդրադարձնող ատոմային հարթությունների չափերից։ Ապացուցված է (հաշիվներով), որ ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի կինեմատիկ տեսության հիման վրա ինտեգրալ ինտենսիվության համար դուրս բերված բանաձևը, ըստ որի այդ ինտենսիվությունը համեմատական է բյուրեղի ճառագայթման ենթարկվող ծավալին, ռեալ (վերջավոր չափերով) բյուրեղների համար կիրառելի չէ։ Կոնկրետ օրինակով ցույց է տրված, որ վերոհիշյալ բանաձևով ստացված ինտեգրալ ինտենսիվությունը ավելի խիստ հաշիվներով կատարվածի նկատմամբ 20% սխալ է տալիս։

Ցույց է տրված նաև, որ սպեկտրալ գծի լայնական կտրվածքի վրա ինտենսիվության բաշխումը համասեռ չէ և կախված է անդրադարձնող հարթությունների չափերից։

ON CALCULATION OF INTEGRAL INTENSITY OF REFLECTED X-RAVS

P. H. BEZIRGANIAN, K. N. BEZIRGANIAN

The dependence of the integral intensity of X-rays on the size of the reflecting crystal is studied. It is shown, that

1) The distribution of intensity in the cross-section of the reflected beam is not homogenous and changes from point to point.

2) The structure of the reflected beam (distribution of intensity) depends on the size of reflecting planes.

3) The phase of the wave reflected from one bound plane depends on the size of this plane.

4) In case of a bound crystal the integral intensity of reflection is not proportional to the radiated volume.