Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 227—236 (1966)

ВЛИЯНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВТОРОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, В. И. АВУНДЖЯН

В работе, в рамках кинематической теории, во втором приближении рассматривается влияние пьезоэлектрических колебаний идеальной решетки на рассеяние рентгеновских лучей.

Доказывается, что в зависимости от направления колебаний в кристалле и направления падения и рассеяния рентгеновских лучей колебания или уменьшают интенсивность рассеяния, или не влияют на нее.

В работе [1] в первом приближении [2] была исследована дифракция рентгеновских лучей в кристаллических решетках, подвергнутых пьезоэлектрическим колебаниям при плоской падающей волне.

Исследуем дифракцию рентгеновских лучей в кристаллах, подвергнутых пьезоэлектрическим колебаниям при плоской и сферической падающих волнах во втором приближении.

Поместим начало координат внутри облучаемого объема. Пусть точечный источник рентгеновских волн и точка наблюдения рассеянных волн видны из начала координат в направлении единичных векторов $\vec{s}_0$ и $\vec{s}$ соответственно (см. рис.). Тогда амплитуда рассеянных волн во втором приближении определяется выражением

$$A = B \sum \exp\left\{-ik\left[\vec{r}(\vec{s}-\vec{s}_0) + \frac{r^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) - \frac{(\vec{r}\vec{s}_0)^2}{2R_1} - \frac{(\vec{r}\,\vec{s})^2}{2R_2}\right]\right\}, \qquad (1)$$

где

$$B = \frac{f}{R_1 R_2}\frac{e^2}{m_0 c_0^2} P,$$

R_1 и R_2 — расстояния точки наблюдения и источника от начала координат соответственно, P — поляризационный фактор.

Теперь допустим, что в кристалле в направлении единичного вектора $\vec{s}_1$ установлена пьезоэлектрическая стоячая волна с основной резонансной частотой ω

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_0 \sin(\vec{k}_0\vec{r}) \sin \omega t,$$

где $\vec{r}_1 = r_1\vec{s}_1$ — смещение в направлении единичного вектора $\vec{s}_1$, $\vec{r}_0 \sin(\vec{k}_0\vec{r})$ — амплитуда смещения,

$k_0 = \frac{\pi}{L}$ — волновой вектор пьезоэлектрических колебаний,

L — размер кристалла в направлении единичного вектора $\vec{s}_1$.

Тогда выражение мгновенной амплитуды рассеянных волн примет следующий вид:

$$A = B\sum \exp\left\{-ik\left[\vec{R}(\vec{s}-\vec{s}_0) + \frac{R^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) - \frac{(\vec{R}\vec{s}_0)^2}{2R_1} - \frac{(\vec{R}\vec{s})^2}{2R_2}\right]\right\}, \quad (2)$$

где $\vec{R} = \vec{r} + \vec{r}_1$.

1. Случай плоской падающей волны

Сначала исследуем во втором приближении случай плоской падающей волны. Для мгновенной амплитуды при такой падающей волне из (2) получим

$$A = B_1 \sum \exp\left\{-ik\left[\vec{R}(\vec{s}-\vec{s}_0) + \frac{R^2}{2R_2} - \frac{(\vec{R}\vec{s})^2}{2R_2}\right]\right\}, \quad (3)$$

где $B_1 = \frac{f}{R_2}\frac{e^2}{m_0 c_0^2}P$.

Исследуем частный случай, когда пьезоэлектрические колебания установлены в направлении трансляции $\vec{a}$.

Тогда выражение амплитуды (3) примет следующий вид:

$$A = B_1 + \sum_{mnp} \exp\left\{-ik\left[\vec{R}(\vec{s}-\vec{s}_0) + \frac{(ma+r_1)^2 + n^2b^2 + p^2c^2}{2R_2} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{([ma+r_1]\cos\alpha + nb\cos\beta + pc\cos\gamma)^2}{2R_2}\right]\right\}, \quad (4)$$

где α, β и γ — углы между вектором $\vec{s}$ и векторами $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$, а $\vec{R}$ теперь имеет следующее значение:

$$\vec{R} = \vec{r} + \vec{r}_1 = \left(m + \frac{r_1}{a}\right)\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}.$$

Если рассеянное излучение исследовать в направлении пьезоэлектрических колебаний, для которого $\vec{s} \parallel \vec{s}_1$ и $\alpha = 0$, $\beta = \gamma = \frac{\pi}{2}$, то из (4) получим выражение

$$A = B_1 \sum_{mnp} \exp\left\{-ik\left[\vec{R}(\vec{s}-\vec{s}_0) + \frac{n^2b^2 + p^2c^2}{2R_2}\right]\right\},$$

которое можно привести к виду

$$A = B_1 \sum_m \exp\left\{-ik(m\vec{a} + \vec{r}_1)(\vec{s} - \vec{s}_0)\right\} \sum_n \exp\left\{-ik\left[n\vec{b}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{n^2 b^2}{2R_2}\right]\right\} \times$$

$$\times \sum_p \exp\left\{-ik\left[p\vec{c}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{p^2 c^2}{2R_2}\right]\right\}. \qquad (5)$$

Откуда для мгновенной интенсивности получим

$$I = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp\left\{-ik[(m - m')\vec{a}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \vec{r}_0(\sin[k_0 ma] - \sin[k_0 m'a]) \times\right.$$

$$\left.\times (\vec{s} - \vec{s}_0)\sin\omega t]\right\} A_1 A_2,$$

где

$$B_2 = \frac{f^2}{R_2^2}\left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2}\right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2},$$

$$A_1 = \sum_n \sum_{n'} \exp\left\{-ik\left[(n - n')\vec{b}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{(n^2 - n'^2)b^2}{2R_2}\right]\right\},$$

$$A_2 = \sum_p \sum_{p'} \exp\left\{-ik\left[(p - p')\vec{c}(\vec{s} - \vec{s}_0) + \frac{(p^2 - p'^2)c^2}{2R_2}\right]\right\}.$$

Усредняя по $\sin\omega t$ для средней интенсивности в направлении колебаний, получим

$$\bar{I} = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp\left[-ik(m - m')\vec{a}(\vec{s} - \vec{s}_0)\right] J_0(D_1) A_1 A_2, \qquad (6)$$

где $J_0(D_1)$ — функция Бесселя нулевого порядка,

$$D_1 = k\vec{r}_0[\sin(k_0 ma) - \sin(k_0 m'a)](\vec{s} - \vec{s}_0).$$

Теперь исследуем интенсивность рассеяния в направлении трансляции $\vec{b}$ (перпендикулярно к направлению колебаний). В этом случае $\alpha = \gamma = \frac{\pi}{2}$, $\beta = 0$, следовательно, для мгновенной амплитуды получим

$$A = B_1 \sum_m \exp\left\{-ik\left[-(ma + r_1)\cos\alpha_0 + \frac{(ma + r_1)^2}{2R_2}\right]\right\} \times$$

$$\times \sum_n \exp\left\{-iknb(1 - \cos\beta_0)\right\} \sum_p \exp\left\{-ik\left[-cp\cos\gamma_0 + \frac{p^2 c^2}{2R_2}\right]\right\},$$

где α_0, β_0 и γ_0 — углы между вектором $\vec{s}_0$ и векторами $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$. Пренебрегая членами, содержащими r_1^2 в экспоненте, для мгновенной интенсивности получим

$$I = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp\left\{-ik\left[(m - m')a(-\cos\alpha_0) + r_0(-\cos\alpha_0) \times\right.\right.$$

$$\times (\sin [k_0 ma] - \sin [k_0 m'a]) \sin \omega t + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_2} +$$

$$+ \frac{r_0 a}{R_2} (m \sin [k_0 ma] - m' \sin [k_0 m'a]) \sin \omega t] \Big\} \times$$

$$\times \frac{\sin^2 N_2 \dfrac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}}{\sin^2 \dfrac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}} \sum_p \sum_{p'} \exp \Big\{ - ik \Big[(p - p') c (- \cos \gamma_0) +$$

$$+ \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2R_2} \Big] \Big\}.$$

После усреднения по $\sin \omega t$ для средней интенсивности рассеяния получим

$$\bar{I} = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp \Big\{ - ik \Big[(m - m') a (- \cos \alpha_0) + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_2} \Big] \Big\} J_0 (D_2) \times$$

$$\times \frac{\sin^2 N_2 \dfrac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}}{\sin^2 \dfrac{bk(1 - \cos \beta_0)}{2}} \sum_p \sum_{p'} \exp \Big\{ - ik \Big[(p - p') c (- \cos \gamma_0) +$$

$$+ \frac{(p^2 - p'^2) c^2}{2R_2} \Big] \Big\}, \tag{7}$$

где $J_0 (D_2)$ — функция Бесселя нулевого порядка,

$$D_2 = r_0 (- \cos \alpha_0) [\sin (k_0 ma) - \sin (k_0 m'a)] +$$

$$+ \frac{r_0 a}{R_2} [m \sin (k_0 ma) - m' \sin (k_0 m'a)]. \tag{8}$$

Аналогично для средней интенсивности волны, рассеянной в направлении трансляции $\vec{c}$, при плоской падающей волне во втором приближении получим

$$\bar{I} = B_2 \sum_m \sum_{m'} \exp \Big\{ - ik \Big[(m - m') a (- \cos \gamma_0) + \frac{(m^2 - m'^2) a^2}{2R_2} \Big] \Big\} J_0 (D_2) \times$$

$$\times \frac{\sin^2 N_3 \dfrac{ck(1 - \cos \gamma_0)}{2}}{\sin^2 \dfrac{ck(1 - \cos \gamma_0)}{2}} \sum_n \sum_{n'} \exp \Big\{ - ik \Big[(n - n') b (- \cos \beta_0) +$$

$$+ \frac{(n^2 - n'^2) b^2}{2R_2} \Big] \Big\}. \tag{9}$$

2. Случай сферической падающей волны

Если пьезоэлектрические колебания установлены только в одном основном направлении — в направлении трансляции $\vec{a}$, то при сферической падающей волне во втором приближении для мгновенной амплитуды рассеянных волн получим

$$A = B\sum_{mnp}\exp\left\{-ik\left[\vec{R}(\vec{s}-\vec{s}_0)+\frac{(ma+r_1)^2+n^2b^2+p^2c^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)-\right.\right.$$
$$-\frac{([ma+r_1]\cos\alpha_0+nb\cos\beta_0+pc\cos\gamma_0)^2}{2R_1}-$$
$$\left.\left.-\frac{([ma+r_1]\cos\alpha+nb\cos\beta+pc\cos\gamma)^2}{2R_2}\right]\right\}.$$

Направления падения и рассеяния определяются векторами $\vec{s}_0$ и $\vec{s}$, которые проведены от точечного источника к началу координат и от начала координат к точке рассеяния.

Исследуем случай, когда первичная волна падает в направлении трансляции $\vec{b}$, а интенсивность рассеяния исследуем в направлении пьезоэлектрических колебаний. Тогда $\beta_0 = 0$, $\alpha_0 = \gamma_0 = \frac{\pi}{2}$, $\beta = \gamma = \frac{\pi}{2}$, $\alpha = 0$, и выражение интенсивности примет следующий вид:

$$A = B\sum_{mnp}\exp\left\{-ik\left[(ma+r_1)-nb+\frac{(ma+r_1)^2}{2R_1}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{n^2b^2}{2R_2}+\frac{p^2c^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]\right\}.$$

В экспоненте, пренебрегая членами, содержащими вторые степени величины r_1, для мгновенной интенсивности получим

$$I = B_3\sum_{m}\sum_{m'}\exp\left\{-ik\left[(m-m')\,a+\frac{(m^2-m'^2)\,a^2}{2R_1}+\right.\right.$$
$$+r_0(\sin[k_0ma]-\sin[k_0m'a])\sin\omega t+$$
$$\left.\left.+\frac{ar_0}{R_1}(m\sin[k_0ma]-m'\sin[k_0m'a])\sin\omega t\right]\right\}\times$$
$$\times\sum_{n}\sum_{n'}\exp\left\{-ik\left[(n-n')(-b)+\frac{(n^2-n'^2)\,b^2}{2R_2}\right]\right\}\times$$
$$\times\sum_{p}\sum_{p'}\exp\left\{-ik\,\frac{(p^2-p'^2)\,c^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right\}, \qquad (10)$$

где

$$B_3 = \frac{f^2}{R_1^2R_2^2}\left(\frac{e^2}{m_0c_0^2}\right)^2\frac{1+\cos^2 2\theta}{2}.$$

Усреднив по $\sin \omega t$, находим среднюю интенсивность

$$\bar{I} = B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp\left\{-ik\left[(m-m')\,a + \frac{(m^2-m'^2)\,a^2}{2R_1}\right]\right\} J_0(D_3) \times$$
$$\times \sum_n \sum_{n'} \exp\left\{-ik\left[(n-n')(-b) + \frac{(n^2-n'^2)\,b^2}{2R_2}\right]\right\} \times$$
$$\times \sum_p \sum_{p'} \exp\left\{-ik\left[\frac{(p^2-p'^2)\,c^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]\right\}, \tag{11}$$

где

$$D_3 = kr_0\left[\sin(k_0 ma) - \sin(k_0 m'a)\right] + \frac{ar_0}{R_1}\left[m\sin[k_0 ma) - m'\sin(k_0 m'a)\right].$$

Аналогично, когда первичная волна падает в направлении трансляции $\vec{c}$, а интенсивность рассеяния исследуется в направлении пьезоэлектрических колебаний, для средней интенсивности при сферической падающей волне во втором приближении получим

$$\bar{I} = B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp\left\{-ik\left[(m-m')\,a + \frac{(m^2-m'^2)\,a^2}{2R_1}\right]\right\} J_0(D_3) \times$$
$$\times \sum_n \sum_{n'} \exp\left\{-ik\left[\frac{(n^2-n'^2)\,b^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]\right\} \times$$
$$\times \sum_p \sum_p \exp\left\{-ik\left[(p-p')(-c) + \frac{(p^2-p'^2)\,c^2}{2R_2}\right]\right\}.$$

В случае, когда направления падения и рассеяния перпендикулярны к направлению колебаний, а именно, когда первичный пучок падает в направлении трансляции $\vec{b}$, для мгновенной амплитуды в направлении трансляции $\vec{c}$ получим

$$A = B\sum_m \exp\left\{-ik\left[\frac{(ma+r_1)^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) \times\right.\right.$$
$$\times \sum_n \exp\left\{-ik\left[-nb + \frac{n^2b^2}{2R_2}\right]\right\} \sum_p \exp\left\{-ik\left[cp + \frac{p^2c^2}{2R_1}\right]\right\}. \tag{13}$$

В последнем пренебрегая в экспоненте членом r_1^2, для мгновенной интенсивности получим

$$\bar{I} = B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp\left\{-ik\left[\frac{(m^2-m'^2)\,a^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) + \right.\right.$$
$$\left.\left. + ar_0\left(m\sin[k_0 ma] - m'\sin[k_0 m'a]\right)\sin\omega t\right]\right\} A_3 A_4,$$

где

$$A_3 = \sum_n \sum_{n'} \exp\left\{-ik\left[(n-n')(-b) + \frac{(n^2-n'^2)\,b^2}{2R_2}\right]\right\},$$

$$A_4 = \sum_p \sum_{p'} \exp\left\{-ik\left[(p-p')c + \frac{(p^2-p'^2)c^2}{2R_1}\right]\right\}.$$

Усредняя по $\sin \omega t$, для средней интенсивности получим

$$\overline{I} = B_3 \sum_m \sum_{m'} \exp\left\{-ik\left[\frac{(m^2-m'^2)a^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]\right\} J_0(D_4)\, A_3 A_4, \quad (14)$$

где

$$D_4 = ar_0[m \sin(k_0 ma) - m' \sin(k_0 m' a)]\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right).$$

Среднюю интенсивность рассеяния в направлении $\vec{b}$, когда первичный пучок падает в направлении $\vec{c}$ ($\vec{s}_0 \parallel c$, $\vec{s} \parallel \vec{b}$), получим, если в выражении (14) поменять местами n; b и p; c соответственно.

Обсуждение результатов и выводы

Функция Бесселя $J_0(D_1)$ принимает наибольшее максимальное значение только при $D_1 = 0$, а D_1 принимает нулевое значение при выполнении хотя бы одного из следующих условий.

$$1) \qquad \vec{s} - \vec{s}_0 = 0,$$

$$2) \qquad \vec{r}_0(\vec{s} - \vec{s}_0) = \vec{r}_0\vec{S} = 0, \qquad (15)$$

$$3) \qquad m = m'.$$

Первое условие означает, что $\vec{s} \parallel \vec{s}_1 \parallel \vec{s}_0$, т. е. когда направления падения, колебаний и рассеяния совпадают, то при плоской падающей волне пьезоэлектрические колебания не влияют на интенсивность рассеяния (см. (3)) и для средней интенсивности получается известное выражение второго приближения

$$\overline{I} = B_2 \frac{\sin^2 N_1 \dfrac{\vec{a}k(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2 \dfrac{\vec{a}k(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}} A_1 A_2 = B_2 N_1^2 A_1 A_2. \qquad (16)$$

Второе условие показывает, что когда колебания узлов решетки происходят в плоскости, перпендикулярной к вектору $\vec{S} = \vec{s} - \vec{s}_0$, то из-за этих колебаний не возникает добавочных разностей фаз, они не влияют на интенсивность рассеяния в направлении колебаний, и интенсивность рассеяния определяется выражением (16):

$$\overline{I}=B_2\frac{\sin^2 N_1\frac{\vec{a}k(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}{\sin^2\frac{\vec{a}k(\vec{s}-\vec{s}_0)}{2}}A_1A_2=B_2N_1^2A_1A_2.$$

При условии $m=m'$ пьезоэлектрические колебания решетки влияют на интенсивность рассеяния: последняя значительно уменьшается и определяется выражением

$$I=B_2N_1A_1A_2.$$

В случае, когда при плоской падающей волне направление колебаний перпендикулярно к направлению рассеяния, интенсивность рассеяния, определяемая формулой (7) или (9), принимает наибольшее максимальное значение при следующих условиях:

1. $m=m'$; 2. $m\neq m'$;

$$\frac{a}{R_2\cos\alpha_0}=\frac{\sin(k_0ma)-\sin(k_0m'a)}{m\sin(k_0ma)-m'\sin(k_0m'a)}. \tag{18}$$

Первое условие показывает, что в этом случае средняя интенсивность рассеяния при $\vec{s}\parallel\vec{b}$ определяется формулой

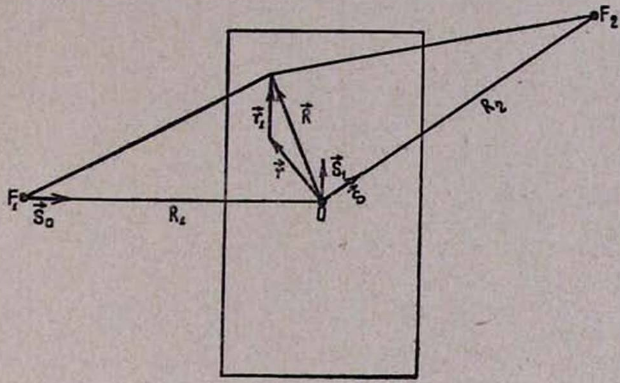
$$\overline{I}=B_2N_1\frac{\sin^2 N_2\frac{bk(1-\cos\beta_0)}{2}}{\sin^2\frac{bk(1-\cos\beta_0)}{2}}\sum_p\sum_{p'}\exp\left\{-ik\left[(p-p')c(-\cos\gamma_0)+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{(p^2-p'^2)c^2}{2R_2}\right]\right\},$$

т. е. из-за пьезоэлектрических колебаний она значительно уменьшается. Второе условие редко выполняется, так как левая часть при данном угле падения постоянная, а правая часть зависит от целых чисел m и m', так что второе условие практически ничего нового не прибавляет к первому условию.

При сферической падающей волне, когда $\vec{s}_0\parallel\vec{b}$ или $\vec{s}_0\parallel\vec{c}$ и $\vec{s}\parallel\vec{s}_1\parallel\vec{a}$, средняя интенсивность рассеяния, выраженная формулой (11) или (12) соответственно, принимает максимальное значение при условии $D_3=0$.

D_3 отличается от D_2 тем, что в выражении D_3 вместо R_2 стоит R_1, так что условия (18) справедливы и для D_3. Следовательно, и в этом случае пьезоэлектрические колебания уменьшают интенсивность рассеяния. При сферической падающей волне, когда направления падения и рассеяния перпендикулярны к направлению колебаний, средняя интенсивность рассеяния, определяемая выражением (14), принимает наибольшее максимальное значение при D_1. Как видно, последнее условие может выполняться при $m = m'$, что приводит к уменьшению интенсивности рассеяния.



К рассеянию рентгеновских лучей кристаллической решеткой, подвергнутой пьезоэлектрическим колебаниям.

Из приведенных выше обсуждений результатов расчетов можно сделать следующие выводы.

1. В ненулевых углах рассеяния независимо от направления падения первичного пучка и от направления рассеяния при сферическом падающем пучке во втором приближении средняя интенсивность рассеяния зависит от пьезоэлектрических колебаний решетки. Пьезоэлектрические колебания идеальной решетки уменьшают интенсивность рентгеновских волн, рассеянных этой решеткой.

2. При плоской падающей волне во втором приближении пьезоэлектрические колебания идеальной решетки также в общем случае уменьшают интенсивность рассеяния в ненулевых углах. Однако в частном случае, когда направление колебаний перпендикулярно к вектору $\vec{S} = \vec{s} - \vec{s}_0$, интенсивность рассеяния не зависит от пьезоэлектрических колебаний рассеивающей решетки.

3. В нулевом угле рассеяния, когда направление колебаний совпадает с направлением падения, интенсивность рассеяния также не зависит от этих колебаний решетки.

Ереванский государственный университет

Поступила 17 декабря 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. А. Безирганян, В. И. Авунджян*, Кристаллография (в печати).
2. *П. А. Безирганян*, ЖТФ, 34, 562 (1964).
3. *П. А. Безирганян, В. И. Авунджян*, „Изв. АН АрмССР, Физика“, 1, 147 (1966).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ ՊՅԵԶՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՐԿՐՈՐԴ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՄԲ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Վ. Ի. ՀԱՎՈՒՆՋՅԱՆ

(1) աշխատանքում քննարկված է բյուրեղական ցանցում ռենտգենյան ճառագայթների ցրման վրա պյեզոէլեկտրական տատանումների ազդեցությունը հարթ ընկնող ալիքի դեպքում, առաջին մոտավորությամբ։ Սույն աշխատանքում այդ հարցը քննարկված է հարթ և սֆերիկ ընկնող ալիքների համար՝ երկրորդ մոտավորությամբ։

Ցույց է տրված, որ վերոհիշյալ մոտավորությամբ 1. սֆերիկ ընկնող ալիքի դեպքում, ցրման ոչ զրոյական անկյունների տակ անկախ ճառագայթների անկման և ցրման ուղղությունից, իդեալական ցանցի պյեզոէլեկտրական տատանումները նվազեցնում են ցրման ինտենսիվությունը,

2. հարթ ընկնող ալիքի և ցրման ոչ զրոյական անկյան դեպքում ևս պյեզոէլեկտրական տատանումները ընդհանրապես նվազեցնում են ինտենսիվությունը բացի այն դեպքից, երբ տատանումների ուղղությունը ուղղահայաց է $\vec{S} = \vec{s} - \vec{s}_0$ *վեկտորին, որի դեպքում միայն ցրման ինտենսիվությունը անկախ է տատանումներից,*

3. ցրման զրոյական անկյան տակ, երբ տատանումների ուղղությունը համընկնում է անկման ուղղության հետ, ցրման ինտենսիվությունը նույնպես կախված չէ տատանումներից։

THE EFFECT OF PIEZOELECTRIC OSCILLATIONS ON THE SCATTERING OF X—RAYS, IN THE SECOND APPROXIMATION

by P. A. BEZIRGANIAN, V. I. HAVOUNDJIAN

In paper (1) the effect of piezoelectric oscillations of a cristalline lattice is studied on the scattering of x-rays in the first approximation. The present paper deals with the same question in the second approximation. It is shown that in the case of an ideal crystalline lattice, piezoelectrical oscillations must either decrease the intensity of the x-ray scattering, or have no effect on it.