Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 252—260 (1973)

ЛИНИИ ПОТОКА ЭНЕРГИИ РЕНТГЕНОВЫХ ВОЛН ПРИ ОТРАЖЕНИИ ПО БРЭГГУ

К. Г. ТРУНИ, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В работе детально исследован поток энергии в кристалле в случае отражения Брэгга. Показано, что в поглощающих кристаллах почти во всем кристалле, за исключением узкой области непосредственно у нижней поверхности, поток энергии обусловлен только одним волновым полем. В отличие от случая Лауэ амплитуда осцилляций периодической компоненты потока энергии растет с ростом глубины в кристалле.

В работах [1, 2] рассмотрены вопросы, связанные с потоком плотности энергии в кристаллах в случае отражения Брэгга. В этих работах показано, что

1) в области полного отражения поток энергии параллелен поверхности кристалла;

2) в случае кристалла конечной толщины при отражении Брэгга вне области полного отражения внутри кристалла имеет место многократное отражение от двух поверхностей [1];

3) вне области полного брэгговского отражения, когда падающий пучок достаточно узок, возникает так называемый краевой эффект [1].

В этих работах рассмотрены составляющие плотности потока энергии, принадлежащие отдельным волновым точкам, но не изучен вопрос суммарного потока плотности энергии. Не исследовано также поведение периодической компоненты потока энергии в зависимости от глубины проникновения волнового поля в кристалле.

В излагаемой работе проводится детальное рассмотрение результирующей плотности потока и периодической компоненты плотности потока энергии.

1. Результирующая плотность потока энергии

Усредненная по времени и элементарной ячейке результирующая плотность потока энергии в общем n-волновом случае имеет следующий вид [2]:

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \sum_{\alpha, \beta} \exp\left(2\pi iz / \Delta(\alpha, \beta)\right) \exp\left(-\sigma_{\alpha\beta} z\right) \sum_{n} \left(D_{n\alpha} D^{*}_{n\beta}\right) \vec{s}_n, \tag{1}$$

где суммирование по индексам α и β идет по всем волновым точкам, а по индексу n — по всем узлам обратной решетки, которые лежат достаточно близко к сфере Эвальда; $\Delta(\alpha, \beta)$ — период взаимодействия волновых полей, принадлежащих волновым точкам α и β, $\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\sigma_\alpha + \sigma_\beta)$ — средний коэффициент поглощения этих полей, $\vec{s}_n$ — единичный вектор в направлении от данной точки распространения до узла n обратной решетки, z — расстояние рассматриваемой точки от верхней поверхности кристалла.

В частном случае двухволнового приближения, имея в виду, что $\Delta(\alpha, \alpha) = \Delta(\beta, \beta) = 0$, а $\sigma_{\alpha\alpha} = \sigma_\alpha$, $\sigma_{\beta\beta} = \sigma_\beta$, и подставляя $\Delta(\alpha, \beta) = \Delta$, $\sigma_{\alpha\beta} = \bar{\sigma}$, из (1) имеем

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi}\operatorname{Re}\{\exp(-\sigma_1 z)(|D_{01}|^2\vec{s}_0 + |D_{h_1}|^2\vec{s}_h) + \exp(-\sigma_2 z)(|D_{02}|^2\vec{s}_0 + |D_{h_2}|^2\vec{s}_h) + \exp(-\bar{\sigma}z)\exp(2\pi iz/\Delta)[(D_{01}D_{02}^* + D_{01}^*D_{02})\vec{s}_0 + (D_{h_1}D_{h_2}^* + D_{h_1}^*D_{h_2})\vec{s}_h]\}. \quad (2)$$

Допустим, что имеется кристаллическая пластинка толщиной d и на нее падает плоская монохроматическая волна $D = D_0^i \times \exp(-2\pi i\,\vec{k}_0^i\vec{r})$. Обозначая амплитуды и волновые векторы отраженной, проходящей и внутренних волн соответственно через D_h^r и $\vec{k}_h^r$, D_0^t и $\vec{k}_0^t$, D_{01} и $\vec{K}_{01}$, D_{02} и $\vec{K}_{02}$, D_{h_1} и $\vec{K}_{h_1}$, D_{h_2} и $\vec{K}_{h_2}$, для граничных условий имеем:

а) на верхней поверхности пластинки

$$D_{01}\exp(-2\pi i\vec{K}_{01}\vec{r}_s) + D_{02}\exp(-2\pi i\vec{K}_{02}\vec{r}_s) = D_0^i\exp(-2\pi i\,\vec{k}_0^i\vec{r}_s),$$

$$D_{h_1}\exp(-2\pi i\vec{K}_{h_1}\vec{r}_s) + D_{h_2}\exp(-2\pi i\vec{K}_{h_2}\vec{r}_s) = D_h^r\exp(-2\pi i\,\vec{k}_h^r\vec{r}_s);$$

б) на нижней поверхности пластинки

$$D_{01}\exp(-2\pi i\vec{K}_{01}\vec{r}_a) + D_{02}\exp(-2\pi i\vec{K}_{02}\vec{r}_a) = D_0^t\exp(-2\pi i\,\vec{k}_0^t\vec{r}_a),$$

$$D_{h_1}\exp(-2\pi i\vec{K}_{h_1}\vec{r}_a) + D_{h_2}\exp(-2\pi i\vec{K}_{h_2}\vec{r}_a) = 0,$$

где $\vec{r}_s$ и $\vec{r}_a$ — радиусы-векторы точек соответственно на верхней и нижней поверхности пластинки.

Из этих выражений с учетом условий непрерывности фаз

$$\vec{k}_0^i - \vec{K}_{01} = kg_1\vec{n}, \quad \vec{k}_0^i - \vec{K}_{02} = kg_2\vec{n},$$

а также соотношений

$$\vec{K}_{h_1} = \vec{K}_{01} + \vec{R}_h, \quad \vec{K}_{h_2} = \vec{K}_{02} + \vec{R}_h,$$

где $\vec{n}$ — единичный вектор внутренней нормали верхней поверхности, а $\vec{R}_h$ — вектор обратной решетки, имеем

$$D_{01} = \frac{D_{h_1}}{x_1} = \frac{x_2\exp(2\pi ikg_2d)}{x_2\exp(2\pi ikg_2d) - x_1\exp(2\pi ikg_1d)}, \quad (3)$$

$$D_{02} = \frac{D_{h_2}}{x_2} = \frac{x_1\exp(2\pi ikg_1d)}{x_1\exp(2\pi ikg_1d) - x_2\exp(2\pi ikg_2d)}. \quad (3а)$$

Согласно обычной плосковолновой динамической теории [2, 3] имеем:

а)

$$\left.\begin{aligned} x_{1,2} &= G\left(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}\right) = -Ge^{\mp v} \\ g_{1,2} &= \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a\left(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}\right) = \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - ae^{\mp v} \end{aligned}\right\} \begin{aligned} &\text{если } p_r < -1, \\ &(p_r = -\operatorname{ch} v_r); \end{aligned} \tag{4}$$

б)

$$\left.\begin{aligned} x_{1,2} &= G\left(p_r \pm i\sqrt{-p_r^2 + 1}\right) = Ge^{\pm iv} \\ g_{1,2} &= \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a\left(p_r \pm i\sqrt{1 - p_r^2}\right) = \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - ae^{\pm iv} \end{aligned}\right\} \begin{aligned} &-1 \leqslant p_r \leqslant +1, \\ &(p_r = \cos v_r); \end{aligned} \tag{4а}$$

в)

$$\left.\begin{aligned} x_{1,2} &= G\left(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}\right) = Ge^{\pm v} \\ g_{1,2} &= \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a\left(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}\right) = \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - ae^{\pm v} \end{aligned}\right\} \begin{aligned} &p_r > +1, \\ &(p_r = \operatorname{ch} v_r), \end{aligned} \tag{4б}$$

$$v = v_r + iv_i.$$

Во всех трех случаях реальная часть параметра угла падения $v_r > 0$. Для центросимметричных кристаллов G выражается через отношение направляющих косинусов γ_0 проходящей и γ_h отраженной волн — $G = \left(\frac{\gamma_0}{|\gamma_h|}\right)^{1/2}$ (напомним, что в случае Брэгга $\gamma_h = -|\gamma_h|$),

$$a = (\Phi_h \Phi_{\bar{h}})^{1/2} / 2(\gamma_0 |\gamma_h|)^{1/2},$$

Φ_0, Φ_h, $\Phi_{\bar{h}}$ — Фурье-компоненты соответственно 0, h, $\bar{h}$ поляризуемости Φ кристалла.

Известно также [3], что

$$\begin{aligned} \sigma_{1,2} &= \bar{\sigma} \pm |k_1| \quad \text{в области} \quad p_r < -1, \\ \sigma_{1,2} &= \bar{\sigma} \mp |k_2| \quad \text{в области} \quad p_r > +1, \\ \sigma_{1,2} &= \bar{\sigma} \pm s \quad \text{в области} \quad -1 \leqslant p_r \leqslant +1, \end{aligned} \tag{5}$$

где k_1, k_2 и s как функции угла падения p_r (или v_r) и остальных параметров даны в [3].

Подставляя (3), (3а), (4), (4а) и (4б) и первое из соотношений (5) в (2), после некоторых преобразований для области $p_r < -1$ получим

$$\frac{\vec{S}}{|\vec{S}_0|} = \frac{\exp(-\bar{\sigma} z)}{\operatorname{ch}(2v_r + |k_1| d) - \cos\left(\frac{2\pi d}{\Delta}\right)} \left\{ \vec{s}_0 \operatorname{ch}[2v_r + |k_1|(d - z)] + \right.$$
$$\left. + \vec{s}_h G^2 \operatorname{ch}|k_1|(d - z) + \cos\frac{2\pi(d - z)}{\Delta}(\vec{s}_0 + G^2 \vec{s}_h) \right\}, \tag{6}$$

где $|\vec{S}_0| = \frac{c}{8\pi}|D_0^i|^2$ — плотность энергии падающего излучения.

Из (4), (4а) и (4б) нетрудно убедиться, что такой же результат получится и для области $p_r > +1$, если заменить $|k_1|$ на $|k_2|$. В формуле (6) можно перейти к области полного отражения $(-1 \leqslant p_r \leqslant +1)$, если заменить v_r на v_i, $|k_1|$ на s и Δ на $(-i\Delta)$ [3].

2. Линии потока энергии

Сначала мы рассмотрим среднюю плотность потока энергии в кристалле, т. е. усредним выражение (6) по периоду маятниковых полос. Отбросив периодический член в (6), для средней плотности потока энергии получаем

$$\frac{S}{|\vec{S}_0|} = \frac{\exp(-\bar{\sigma} z)}{\operatorname{ch}(2v_r + |k_1| d) - \cos\left(\frac{2\pi d}{\Delta}\right)} \{\vec{s}_0 \operatorname{ch}[2v_r + |k_1|(d-z)] + \tag{7}$$
$$+ \vec{s}_h G^2 \operatorname{ch}|k_1|(d-z)\}.$$

В отличие от случая Лауэ в выражения (6) и (7) входит не абсолютная глубина z проникновения волнового поля в кристалле, а разность $(d-z)$.

В случае очень толстых кристаллов $(d \to \infty)$ для среднего потока плотности энергии из (7) получаем

$$\frac{S}{|\vec{S}_0|} = \exp(-\bar{\sigma} + |k_1| z)(\vec{s}_0 + e^{-2v_r} G^2 \vec{s}_h) =$$
$$= \exp(-\sigma_1 z)(\vec{s}_0 + e^{-2v_r} G^2 \vec{s}_h), \tag{8}$$

откуда можно заключить, что в достаточно толстых кристаллах поток энергии обусловлен лишь одним волновым полем (1) в области $p_r < -1$ и полем (2) в области $p_r > +1$. При отходе от условия Брэгга (p_r и $v_r \to \infty$) отраженная компонента в (8) исчезает и вся энергия переносится проходящей волной.

Для рассмотрения поведения волнового поля в зависимости от глубины проникновения z выразим векторы $\vec{s}_0$ и $\vec{s}_h$ через единичные векторы $\vec{n}$ и $\vec{t}$ вдоль нормали и касательной к верхней поверхности кристалла (см. рис. 1). Обозначая через ψ_0 и ψ_h соответственно углы падения и отражения, имеем

$$\vec{s}_0 = \cos\psi_0 \vec{n} + \sin\psi_0 \vec{t},$$
$$\vec{s}_h = \cos\psi_h \vec{n} + \sin\psi_h \vec{t}. \tag{9}$$

Подставив (9) в (7) и во избежание громоздких формул переходя к так называемому симметричному случаю Брэгга $\left(\psi_0 = \psi_h - \pi = \frac{\pi}{2} - \theta_B\right)$, получаем

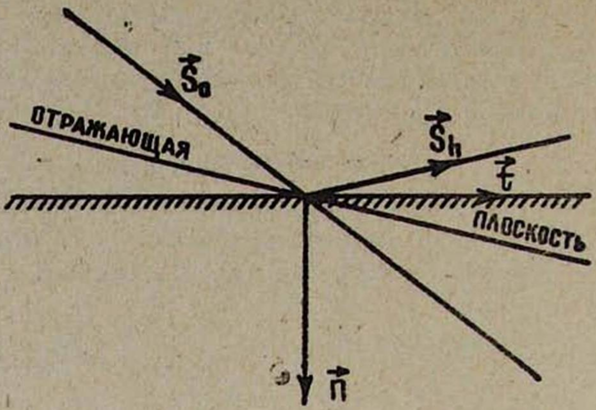

Рис. 1.

$$\frac{S}{|\vec{S}_0|} = \frac{\exp(-\bar{\sigma} z)}{\operatorname{ch}(2 v_r + |k_1| d) - \cos\left(\frac{2\pi d}{\Delta}\right)} (S_t \vec{t} + S_n \vec{n}), \tag{10}$$

где

$$\begin{aligned} S_t &= \{\operatorname{ch}[2 v_r + |k_1| (d - z)] + \operatorname{ch}[|k_1| (d - z)]\} \cos \theta_B, \\ S_n &= \{\operatorname{ch}[2 v_r + |k_1| (d - z)] - \operatorname{ch}[|k_1| (d - z)]\} \sin \theta_B. \end{aligned} \tag{11}$$

Из (10) и (11) для тангенса угла между направлением результирующего среднего потока энергии и нормалью к поверхности получаем

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{S_t}{S_n} = \frac{\operatorname{ch}[v_r + |k_1| (d - z)]}{\operatorname{sh}[v_r + |k_1| (d - z)]} \operatorname{cth} v_r \operatorname{ctg} \theta_B = \frac{\operatorname{cth}[v_r + |k_1| (d - z)]}{\operatorname{th} v_r \operatorname{tg} \theta_B}. \tag{12}$$

Интегрируя (12) по z от 0 до z, для линий среднего потока энергии в кристалле находим

$$\begin{aligned} f(z) = \int_0^z \operatorname{tg} \varphi \, dz &= - \frac{1}{|k_1| \operatorname{th} v_r \operatorname{tg} \theta_B} \ln \left\{ \frac{\operatorname{sh}[v_r + |k_1| (d - z)]}{\operatorname{sh}[v_r + |k_1| d]} \right\} = \\ &= \frac{p_r \operatorname{ctg} \theta_B}{|k_1| (p_r^2 - 1)^{1/2}} \ln \left\{ \frac{\operatorname{sh}[v_r + |k_1| (d - z)]}{\operatorname{sh}(v_r + |k_1| d)} \right\}. \end{aligned} \tag{13}$$

Вначале мы рассмотрим непоглощающий кристалл ($\bar{\sigma} = \sigma_1 = \sigma_2 = k_1 = 0$). Переходя в (13) к пределу при $|k_1| \to 0$, получаем

$$f(z) = \frac{p_r^2}{p_r^2 - 1} \operatorname{ctg} \theta_B z. \tag{14}$$

Таким образом, для непоглощающего кристалла линии потока энергии представляют собой прямые линии. При достаточном удалении от условия Брэгга ($p_r^2 \to \infty$)

$$f(z) = \operatorname{ctg} \theta_B z, \tag{15}$$

т. е. вся энергия течет по направлению падающей волны. Наоборот, при стремлении к границам полного отражения ($p_r^2 \to 1$) (14) стремится к бесконечности, т. е. $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и направление потока энергии параллельно поверхности кристалла. Для промежуточных случаев направление среднего потока лежит между поверхностью и направлением первичного пучка. При этом вдали от условий Брэгга ($p_r \gg 1$) линии среднего потока все более сгущаются к направлению первичного пучка, что, конечно, приведет к так называемому margin-эффекту [4] в проходящем пучке, т. е. к возрастанию интенсивности проходящего пучка в непосредственной близости от следа первичного пучка.

На рис. 2 приведены несколько линий среднего потока энергии в случае непоглощающего кристалла кальцита (отражение 200, излучение MoK_α) для различных значений параметра угла падения p_r.

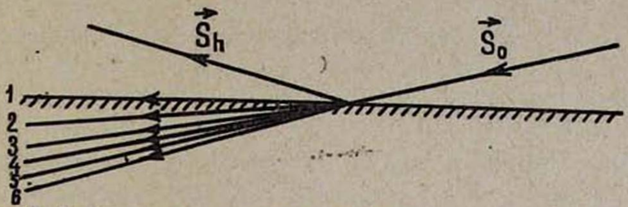

Рис. 2. Линии потока энергии непоглощающего кристалла: 1) $-1 < p_r < 1$; 2) $p_r = 1{,}2$; 3) $p_r = 1{,}5$; 4) $p_r = 2$; 5) $p_r = 3$; 6) $p_r = \infty$.

Перейдем к случаю поглощающего кристалла. Из (13) видно, что теперь линии плотности потока энергии — не прямые линии, хотя отличаются от прямых незначительно. В области полного отражения линии потока энергии опять почти параллельны поверхности кристалла. Действительно, из (13) следует, что при стремлении p_r^2 к единице $f(z)$ стремится к бесконечности и $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Произведя переход от формулы (13) для области $p_r < -1$ к той же формуле в области $p_r^2 < 1$ (выше мы отметили, как это можно сделать), нетрудно убедиться, что $f(z) = \infty$ во всей области полного отражения. При обычных значениях $|k_1|$ и толщины кристалла d (например, для кристалла кальцита при симметричном отражении Брэгга, излучении CuK_α и отражении 200 имеем $|k_1| \sim 10^2$ $см^{-1}$) логарифмический член для большей части кристалла примерно равен $-|k_1| z$, так что

$$f(z) \simeq -\frac{p_r}{\sqrt{p_r^2 - 1}} \operatorname{ctg} \theta_B z. \tag{16}$$

Нетрудно убедиться, что это есть линии плотности потока энергии для волн, принадлежащих полю (1). Лишь в непосредственной близости от нижней поверхности кристаллической пластинки линии потока значительно отличаются от прямых (16), обусловленных только одним волновым полем. Это и понятно, так как только непосредственно у нижней поверхности волновое поле (2) имеет заметную интенсивность и при движении к верхней поверхности быстро поглощается*. Линии потока энергии для поглощающего кристалла кальцита приведены на рис. 3.

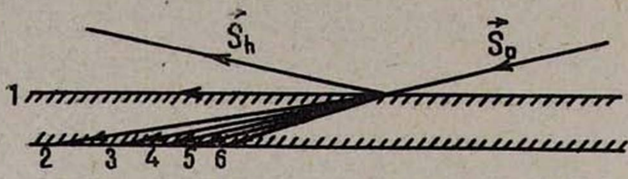

Рис. 3. Линии потока энергии поглощающего кристалла кальцита (отражение (200), излучение MoK_α): 1) $-1 < p_r < 1$; 2) $p_r = 1{,}2$; 3) $p_r = 1{,}5$; 4) $p_r = 2$; 5) $p_r = 3$; 6) $p_r = \infty$.

3. Периодическая компонента потока энергии

До сих пор мы рассматривали усредненную по экстинкционной длине плотность потока энергии. Особенности периодической компоненты потока энергии мы рассмотрим в этом параграфе. Как и раньше (чтобы избежать громоздких формул), мы ограничимся случаем симметричного отражения Брэгга. Из (6) видно, что как в случае симметричного отражения Брэгга, так и в случае асимметричного отражения периодическая компонента плотности потока энергии всегда параллельна поверхности кристалла. Действительно, используя (9), получаем

$$\vec{s}_0 + G^2 \vec{s}_h = \vec{t} \cos\psi_0 (\operatorname{tg}\psi_0 + \operatorname{tg}\psi_h).$$

Обозначая периодическую компоненту линий потока энергии через $f_p(z)$, из (6) сразу получаем (при $G^2 = 1$)

$$f_p(z) = \operatorname{ctg}\theta_B \int\limits_0^z \frac{\cos\dfrac{2\pi(d-z)}{\Delta}}{\operatorname{sh} v_r \operatorname{sh}[v_r + |k_1|(d-z)]}\, dz. \tag{17}$$

Хотя прямое вычисление интеграла невозможно, нетрудно провести исследование периодической компоненты в зависимости от глубины z. Не нарушая общности можно предположить, что толщина кристалла кратна периоду маятниковых полос — $d = m\Delta$ (это изменит лишь начальную фазу в (17)). Тогда, произведя подстановку $d - z = \Delta y$, из (17) получаем

$$f_p(z) = \frac{\Delta}{\operatorname{tg}\theta_B \operatorname{sh} v_r} \int\limits_m^y \frac{\cos(2\pi y)}{\operatorname{sh}(v_r + |k_1|\Delta y)}\, dy. \tag{18}$$

---

* Все сказанное выше справедливо также и для области $p_r > +1$, если учесть, что здесь волновые поля (1) и (2) меняются местами (см. [1, 3]).

Значение $f_p(z)$ для некоторого y (или z) представляет собой площадь под кривой синусоиды, умноженную на коэффициент, стоящий перед интегралом в (17). Амплитуда осцилляций $a(n)$ при n-периоде с большой точностью дается выражением

$$\frac{a(n)}{\Delta} = \frac{\operatorname{csech}(v_r + |k_1|\Delta y)}{\operatorname{tg}\theta_B \operatorname{sh} v_r}$$

и с уменьшением y (или с увеличением z) растет, достигая максимального значения при $y = 0$ $(z = d)$. В отличие от случая Лауэ [3], где амплитуда осцилляций направления потока убывает с ростом глубины в кристалле, в случае Брэгга амплитуда осцилляций растет. Объяснение этого, казалось бы, парадоксального результата состоит в том, что в случае Брэгга одно из полей распространяется от верхней поверхности к нижней и его интенсивность убывает с ростом z, второе же поле, амплитуда которого меньше первого (см. (3, 3а)), распространяется в направлении к верхней поверхности и его интенсивность растет с z (коэффициент поглощения меньше нуля), так что с увеличением глубины проникновения волнового поля степень осцилляций будет расти, так как с увеличением z векторные вклады полей будут приближаться по величине.

Из (17) следует также, что первый максимум $f_p(z)$ будет при $y = 1/4$ или $z = (m - 1/4)\Delta$, а первый минимум — при $y = 3/4$ или $z = (m - 3/4)\Delta$.

Поступая аналогичным образом, мы видим, что максимумы и минимумы возникают при $y = n \pm 1/4$ или $z = \Delta(n - m \pm 1/4)$, $n = 0, 1, \cdots, m$, в то время, как нули возникают вблизи $y = n + \dfrac{1}{2}$ или $z = \Delta(n - m + 1/2)$.

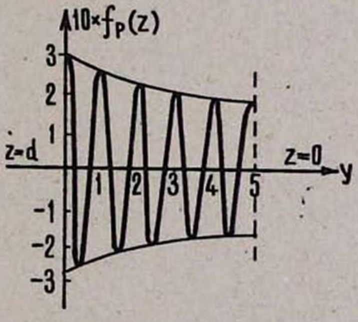

Рис. 4. Периодическая компонента линий тока энергии ($p_r = 1{,}5$).

На рис. 4 приведена функция $f_p(z)$ для значения параметра угла падения $p_r = 3/2$ в случае кристалла кальцита, отражения (200) и излучения MoK_α.

Ереванский государственный университет

Поступила 21.IX.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Wagner*. Z. für Phys., 146, 127 (1956).
2. *R. W. James*. Sol. state Phys., 15, 53 (1963).
3. *M. V. Laue*. Röntgenstrahlinterferenzen, Frankfurt a. Main, 1960.
4. *N. Kato*. Z. Naturforsch., 15a, 369 (1960).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՀՈՍՔԻ ԳԾԵՐԸ ԲՐԵԳԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է էներգիայի գումար խտության հոսքը բյուրեղում Բրեգի անդրադարձման դեպքում։ Ցույց է տրված, որ չկլանող բյուրեղում հոսքի գծերը ուղիղներ են։ Կլանող բյուրեղում էներգիայի հոսքը բյուրեղի գերակշռող մասում պայմանավորված է միայն մեկ ալիքային դաշտով և միայն բյուրեղյա թիթեղի ներքին մակերևույթի անմիջական մոտակայքում երկրորդ դաշտը ունի զգալի ներդրում ընդհանուր ալիքային դաշտում։ Վերջին հանգամանքով է պայմանավորված նաև էներգիայի հոսքի պարբերական բաղադրիչի վարքը։ Տատանումների ամպլիտուդան բյուրեղում խտության աճի հետ աճում է, քանի որ փոխազդող ալիքների ամպլիտուդաները (ինտենսիվությունները) մոդուլով մոտենում են միմյանց։

X-RAY ENERGY-FLOW LINES IN THE BRAGG CASE

K. G. TRUNI, P. H. BEZIRGANIAN

The energy-flow in crystal in the case of Bragg reflection is investigated in detail. It is shown that in absorptive crystals the energy flow in the whole crystal except the narrow region by the lower surface, is due to one wave field only. Unlike the Laue case, the amplitude of oscillations of the periodic component of energy flow increases with the deepening into the crystal.