

ТЕОРИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ СЛОЙ НЕИДЕАЛЬНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

А.Ж. МУРАДЯН, Г.А. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 мая 2006 г.)

Представлена простая теория прохождения поперечно-ограниченных волн через неэквидистантно-слоистую дисперсионную среду. Теория может быть использована, например, для описания Брэгг-Лауэвского прохождения монохроматического рентгеновского излучения через тонкий слой кристалла, неоднородно деформированного в одном направлении. Получено, что в пределе непоглощающего кристалла здесь, как и в случае идеально-периодического кристалла, возможна полная перекачка энергии из падающей волны в Брэгг-дифрагированную волну. Получен также интуитивно-неожиданный результат о том, что с ростом неоднородной деформации уменьшение интенсивности Брэгг-Лауэвской отраженной волны переходит в рост, который, правда, насыщается и далее монотонно падает. Рассмотрен также случай поглощающего кристалла.

1. Введение

Внешние воздействия на кристалл, как показывает опыт, могут существенно влиять на характер распространения излучения через кристалл и отражения от границ разделов [1]. Причиной тому могут быть как индуцированные внешним воздействием изменения в физических характеристиках составных частиц среды (увеличение амплитуды тепловых колебаний, возбуждение электронного спектра ионов (атомов) и т.д.), так и отклонения распределения частиц от первоначально равновесного распределения (однородные и неоднородные деформации кристалла). Например, в случае брэгговского отражения рентгеновских лучей от кристалла следует ожидать, что изменения в эффективности отражения обусловлены деформациями кристалла, а именно, смещениями атомных плоскостей (поверхностей) относительно друг друга.

В области этих исследований особый интерес представляют неоднородные деформации, которые были предложены и использованы для фокусировки рентгеновского излучения внутри и вне кристалла [2], для регулировки интенсивностей дифрагированных волн [3]. Проблема непосредственно примыкает и к разработкам по созданию высокодобротных резонаторов для

рентгеновской области излучения.

Хотя задача распространения волн через неоднородно-деформированный кристалл не может быть аналитически решена точно, разработанные приближенные методы приспособлены к определенным экспериментальным условиям. В настоящей работе предлагается несколько модифицированный вариант динамической теории распространения волн через периодические среды (см., например, [4]) в геометрии Лауэ, которая может быть применена к прохождению поперечно-ограниченных пучков через тонкий одномерно-деформированный кристалл без ограничений на вид деформаций. Статья построена следующим образом: Описание метода в общем виде приводится в разделе 2, а в следующем разделе делается добавочное приближение, при котором интенсивности выходящих из среды волн выражаются через интегралы Френеля. Раздел 4 посвящен роли поглощения энергии волны в изучаемом процессе дифракции. В заключительном разделе представлены результаты численных расчетов, взяв как модель прохождение рентгеновского излучения через кристалл, деформированный из-за одномерного теплового градиента.

2. Модель и решение волнового уравнения в геометрии Лауэ

Рассмотрим плоскопараллельную пластину с боковыми поверхностями $x=0$ и $x=l$. Будем считать, что некое семейство атомных плоскостей перпендикулярно боковым поверхностям и что на поверхность $x=0$ излучение падает очень близко к брэгговскому углу. Тогда можно отвлечься от периодической структуры распределения вещества в атомных плоскостях $z = \text{const}$ и ввести понятие средней плотности вещества в каждой из этих плоскостей. В этом приближении кристаллическое вещество моделируется как макроскопическая среда [5], однородная в каждой из плоскостей $z = \text{const}$ и модулированная (периодически в отсутствие деформаций) вдоль оси z . Для простоты изложения будем считать, что волновой вектор падающей волны (и поэтому всех волн в рассматриваемой геометрии) находится в плоскости xoz (т.е. $k_y = 0$), а поляризация находится в плоскости xoy . Тогда волновое уравнение для напряженности монохроматического излучения можно записать в виде

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z) \right] E(x, z) = 0, \quad (1)$$

где ω — циклическая частота волны, а $\varepsilon(z)$ — диэлектрическая проницаемость среды (вне пластины $\varepsilon(z)=1$). Предполагая, как обычно, локальную связь между поляризацией среды и напряженностью электрического поля волны, можно записать

$$\varepsilon(z) = 1 + \chi(z) = 1 + \alpha n(z), \quad (2)$$

где $\chi(z)$ и $n(z)$ – поляризуемость и концентрация атомов среды. Коэффициент пропорциональности α зависит от конкретного механизма взаимодействия волны с атомами среды. Для удобства отделим в концентрации $n(z)$ среднее значение $\bar{n}$ недеформированного состояния:

$$n(z) = \bar{n} + n_1(z). \quad (3)$$

Здесь $n_1(z)$ определяет модуляцию плотности относительно среднего значения и слабо отклоняется от периодичности для деформированного кристалла. Аналогичное разделение будем проводить также для диэлектрической проницаемости: $\varepsilon(z) = \bar{\varepsilon} + \varepsilon_1(z)$, где $\bar{\varepsilon} = 1 + \alpha\bar{n}$ и $\varepsilon_1(z) = \alpha n_1(z)$.

Положительно-частотную часть падающей на кристалл волны можно записать в виде

$$E_m(x, z) = E_0 \cos(k_z z) \exp(ik_x x) + iE_0 \sin(k_z z) \exp(ik_x x) \quad (4)$$

и интерпретировать как суперпозицию двух волн, распространяющихся вдоль перпендикулярной к поверхности кристалла оси x , амплитуды которых модулированы по законам косинуса и синуса, соответственно. Что касается отраженной от поверхности волны, то в принципе ее нетрудно учитывать, но мы пренебрежем ею в дальнейших расчетах. Отметим, что в условиях прохождения по геометрии Лауэ это хорошее приближение, особенно для рентгеновской области частот.

Амплитуду волны в среде будем искать в виде [5]

$$E(x, z) = E_c(x) \cos(k_z z) + iE_s(x) \sin(k_z z), \quad (5)$$

где $E_c(x)$ и $E_s(x)$ – искомые амплитуды $\cos$ - и $\sin$ -волн, соответственно. Заметим, что вид (5) совпадает с аналогичным видом в теории динамического рассеяния [6] при точном выполнении условия Брэгга и, поэтому, может быть использован в непосредственной близости условия Брэгга, что в последующем предполагается. Подстановка (5) в (1) дает одно уравнение для пары неизвестных функций $E_c(x)$ и $E_s(x)$ (с коэффициентами, параметрически зависящими от z). Чтобы расщепить его на два уравнения, указанное общее уравнение умножается поочередно на $\cos(k_z z)$ и $\sin(k_z z)$ и усредняется по конечным размерам поперечной координаты z . В результате получается следующая система двух взаимосвязанных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_c(x)}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\varepsilon} - k_z^2 \right) E_c(x) + 2 \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\varepsilon_1(z) \cos^2(k_z z)} E_c(x) + \\ + i2 \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\varepsilon_1(z) \sin(k_z z) \cos(k_z z)} E_s(x) = 0, \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_s(x)}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \bar{\varepsilon} - k_z^2 \right) E_s(x) + 2 \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\varepsilon_1(z) \sin^2(k_z z)} E_s(x) - \\ - i2 \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\varepsilon_1(z) \sin(k_z z) \cos(k_z z)} E_c(x) = 0, \end{aligned} \quad (6b)$$

где $\overline{f(z)} = (1/2z_0) \int_{-z_0}^{z_0} f(z) dz$ – усреднение по поперечному сечению пучка. По-

скольку $\varepsilon_1(z)$ является слабо отклоненной от периодичности функцией, то для возможно корректного проведения процедуры усреднения целесообразно разбить область интегрирования по поперечной протяженности пучка на равные полосы с шириной π/k_z , представляющей собой период тригонометрических функций в уравнениях (6a) и (6b). Нумеруя центральную полосу как $n=0$, для процедуры усреднения будем иметь

$$\overline{f(z)} = \frac{k_z}{(2N+1)\pi} \sum_{n=-N}^N \int_{(n-1/2)\pi/k_z}^{(n+1/2)\pi/k_z} f(z) dz = \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N f(z_n), \quad (7)$$

где $2N+1$ – полное число разделений, а для получения второго уравнения применена теорема о среднем значении с выбором точки z_n в центре соответствующей n -ой области.

Как видно из (6a) и (6b), волны $E_c(x)$ и $E_s(x)$ в общем случае распространяются не независимо друг от друга и их связь определяется средним значением произведения синус- и косинус-функций на модуляционную функцию $\varepsilon_1(z)$ диэлектрической проницаемости среды. Для представляющих физический интерес деформаций неперериодичность $\varepsilon_1(z)$ все же очень слаба, и в результате указанным членом будем пренебрегать. Тогда уравнения для косинус- и синус-волн разделяются и могут быть записаны в виде обычных волновых уравнений:

$$\frac{d^2 E_c(x)}{dx^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} (\bar{\varepsilon} + \Delta\varepsilon) - k_z^2 \right] E_c(x) = 0, \quad (8a)$$

$$\frac{d^2 E_s(x)}{dx^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} (\bar{\varepsilon} - \Delta\varepsilon) - k_z^2 \right] E_s(x) = 0, \quad (8b)$$

где введено обозначение

$$\Delta\varepsilon/2 = \overline{\varepsilon_1(z) \cos^2(k_z z)} \approx \overline{\varepsilon_1(z) \sin^2(k_z z)}. \quad (9)$$

Решения уравнений (8a) и (8b), непрерывно сшитые на границе $x=0$ с падающей волной, имеют вид

$$E_c(x) = E_0 \exp(ik_c x), \quad E_s(x) = E_0 \exp(ik_s x), \quad (10)$$

где для определения волновых векторов $k_{c,s}$ имеем

$$k_{c,s}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\bar{\varepsilon} \pm \Delta\varepsilon) - k_z^2. \quad (11)$$

Таким образом, косинус- и синус-волны монохроматического излучения с достаточно широким профилем поперечного сечения в среде распространяются независимо друг от друга, причем диэлектрическая проницае-

мость среды для этих волн различна. Одномерно-квазипериодическая среда представляет собой двулучепреломляющую среду на базисе косинус- и синус-волн. Двулучепреломление определяется величиной $\Delta\epsilon$, заданной выражением (9).

После выхода из среды волна, непрерывно сшитая с внутренним полем на поверхности $x=l$, имеет вид

$$E_{out}(x, z) = E_0 \left[\cos\left(\frac{k_c - k_s}{2}l\right) \exp(ik_z z) + i \sin\left(\frac{k_c - k_s}{2}l\right) \exp(-ik_z z) \right] \times \exp\left(i \frac{k_c + k_s}{2}l + ik_x(x-l)\right). \quad (12)$$

Как и следовало ожидать для двулучепреломляющих сред, после выхода из среды образуются две расходящиеся волны. Одна из них распространяется в направлении падения (проходящая волна), а вторая есть зеркально отраженная из-за брэгговской интерференции. Относительные интенсивности проходящей и отраженной волн, как и в случае строго периодических сред, определяются факторами $\cos\left(\frac{k_c - k_s}{2}l\right)$ и $\sin\left(\frac{k_c - k_s}{2}l\right)$ того же аргумента:

$$\frac{k_c - k_s}{2}l = \frac{\omega}{2c} \frac{\Delta\epsilon}{\sqrt{\epsilon - k_z^2 c^2 / \omega^2}} l \equiv \Delta\Phi. \quad (13)$$

Это означает, что наличие слабой неперIODичности в рассматриваемой схеме взаимодействия влияет только на значение фазовой расстройки $\Delta\Phi = (k_c - k_s)l/2$, а функциональная зависимость от этой расстройки остается такой же, как и в случае строго периодических сред. В частности, при плавном изменении параметров системы (например, толщины среды l) имеет место периодическая полная переброска энергии из падающей волны в отраженную и обратно, что хорошо известно в динамической теории дифракции волн на периодических структурах как *эффект маятника*.

Для конкретизации дальнейших расчетов, а именно, для расчета недостающего явного вида смещения $\Delta\epsilon$ в (13), выберем косинусоидальный закон модуляции плотности вещества с медленно меняющимся пространственным периодом $L(z)$ (расстоянием между атомными плоскостями):

$$n_1(z) = \frac{n_1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{L(z)}z\right). \quad (14)$$

Аналогичную квазипериодичность приобретет, согласно линейной связи (2), и диэлектрическая проницаемость:

$$\epsilon_1(z) = \frac{\epsilon_1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{L(z)}z\right), \quad (15)$$

где $\epsilon_1 = \alpha n_1$. Подставляя последнее в (9) и используя определение (7), для прибавки к диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ получаем выражение

$$\Delta \varepsilon = \frac{\varepsilon_1}{4} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N \frac{\sin\left(\frac{\pi}{k_z L(z_n)} - 1\right) \pi}{\left(\frac{\pi}{k_z L(z_n)} - 1\right) \pi} \cos\left(\frac{2\pi^2 n}{k_z L(z_n)}\right), \quad (16)$$

чем и замыкается схема вычисления полей на выходе из среды.

3. Приближенное аналитическое решение модели

Решение задачи прохождения волны через неоднородно деформированный слой слоистого вещества в рассматриваемой модели приводится, таким образом, к вычислению суммы в выражении (16). Именно она определяет значение фазовой расстройки (13), тем самым и относительные интенсивности выходящих из среды волн. Число слагаемых в сумме макроскопически велико, порядка 10^7 и более, и поэтому в ряде случаев, когда нет необходимости высоких точностей в связи с прямым сопоставлением результатов теории с конкретными экспериментальными данными, а рассматриваются закономерности общего характера, целесообразно иметь формулы хоть и более грубые, но наглядно выражающие зависимость выходных значений поля от параметров системы через известные аналитические функции. Для получения такого выражения будем исходить из того факта, что относительное изменение L из-за деформации кристалла очень мало: $|\pi/k_z L(z_n) - \pi/k_z L(z_{n+1})| \ll 1$. Учитывая, что для недеформированной среды условие Брэгга в наших обозначениях имеет вид $k_z L = \pi$, получаем, что дробь под знаком суммы в выражении (16) с высокой точностью можно заменить единицей. Что касается аргумента косинуса в (16), то в нем выражение $1/L(z_n)$ разложим в ряд Тейлора по n и сохраним члены до первого порядка: $1/L(z_n) = (1 - \beta n)/L$, где L — расстояние между атомными плоскостями в центре падающего пучка и предполагается, что $\beta N \ll 1$. Прибавляя в аргументе косинуса n -кратное периода 2π , сделаем изменение аргумента намного меньше единицы при изменении n на единицу, что дает возможность перейти от суммирования по n к соответствующему интегрированию. В результате для суммы в (16) будем иметь

$$\sum_{n=-N}^N \approx \dots \sqrt{\frac{k_z L}{4\pi\beta}} \{ [C(\mu_+) - C(\mu_-)] \cos \eta + [S(\mu_+) - S(\mu_-)] \sin \eta \}, \quad (17)$$

где

$$C(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^x \frac{\cos t}{\sqrt{t}} dt, \quad S(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^x \frac{\sin t}{\sqrt{t}} dt \quad (18)$$

— интегралы Френеля и

$$\eta = \frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{\pi}{k_z L} \right)^2 k_z L, \quad \mu_{\pm} = \frac{k_z L}{2\beta} \left(\pm \frac{2\pi\beta}{k_z L} N + 1 - \frac{\pi}{k_z L} \right)^2.$$

Отметим, что приближенный расчет можно продолжить и результат (17) выразить полностью через элементарные функции, если учесть, что аргументы интегралов Френеля для представляющих основной интерес значений параметров системы намного больше единицы и использовать их асимптотические выражения [4].

4. Учет поглощения

В области жесткого рентгеновского излучения, например, когда энергия фотона намного превосходит энергию ионизации атома, все электроны атома можно считать свободными для такого излучения и как следствие — рассматривать среду как нейтральную плазму. Тогда коэффициент α (поляризуемость отдельного атома) можно аппроксимировать хорошо известным выражением для электронной плазмы

$$\alpha = -\frac{4\pi e^2}{m\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (19)$$

где e и m — заряд и масса электрона, γ — феноменологическая постоянная релаксационных процессов в поглощении излучения ($\gamma \ll \omega$). Уравнения для косинус- и синус-волн выводятся вполне аналогично уравнениям (8а) и (8b) и имеют вид

$$\frac{d^2 E_c(x)}{dx^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} (\bar{\epsilon} + \Delta\epsilon + i\frac{\gamma}{\omega}(-\alpha\bar{n} - \Delta\epsilon)) - k_z^2 \right] E_c(x) = 0, \quad (20a)$$

$$\frac{d^2 E_s(x)}{dx^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} (\bar{\epsilon} - \Delta\epsilon + i\frac{\gamma}{\omega}(-\alpha\bar{n} + \Delta\epsilon)) - k_z^2 \right] E_s(x) = 0. \quad (20b)$$

Соответствующие решения имеют вид

$$E_c(x) = E_0 \exp(ik_{c,x}x - \Gamma_c x), \quad E_s(x) = E_0 \exp(ik_{s,x}x - \Gamma_s x), \quad 0 \leq x \leq l, \quad (21)$$

где волновые векторы $k_{c,s}$ в приближении $\gamma \ll \omega$ определяются выражениями (11), а

$$\Gamma_{c,s} = \frac{\gamma\omega}{c^2} \frac{(-\alpha\bar{n} \mp \Delta\epsilon)}{k_{c,s}} \equiv \Gamma_0 \pm \Gamma_1, \quad (22)$$

где косинус-волне соответствует верхний знак скобки. Как и следовало ожидать, коэффициент поглощения Γ для косинус-волны больше, чем для синус-волны (величины α и $\Delta\epsilon$ обе отрицательны).

На выходе из среды пучок, как и в случае отсутствия поглощения, расщепляется на проходящий и отраженный. Сшивая решение свободного распространения с внутренними решениями на границе раздела $x = l$, для интенсивностей вышеуказанных волн получаем, соответственно:

$$I_{trans} = I_0 [\cos^2(\Delta\Phi) + \text{sh}^2(\Gamma_1 l)] e^{-2\Gamma_0 l}, \quad (23a)$$

$$I_{reflec} = I_0 [\sin^2(\Delta\Phi) + \text{sh}^2(\Gamma_1 l)] e^{-2\Gamma_0 l}, \quad (23b)$$

где I_0 – интенсивность волны на входе в среду. Из этих выражений следует, что поглощение в общем случае сближает интенсивности выходящих волн, причем на выходе из среды уже не может быть только проходящей или отраженной волны. Наличие поглощения также сглаживает зависимость I_{trans} и I_{reflec} от параметров системы: температуры, расстройки от условия Брэгга и т.д. Из (23а,б) следует также, что если $\Gamma_1 l \gg 1$, то $I_{trans} \approx I_{reflec}$. Это не что иное, как хорошо известный эффект Бормана, заключающийся в том, что косинус-волна, которая проходит через более плотные слои среды с модулированной плотностью, полностью поглощается и не выходит из среды, в то время как синус-волна, проходя через менее плотные слои, поглощается не полностью и на выходе из среды дает две расщепленные волны одинаковых интенсивностей.

5. Численные расчеты для прохождения рентгеновского излучения через слой кристалла SiO_2

В качестве примера для численных расчетов выберем тонкую пластину монокристалла SiO_2 толщиной $l=1\text{мм}$ и высотой $H=1\text{см}$. Расстояние между атомными плоскостями недеформированного кристалла (при комнатной температуре) $L=3.4\text{Å}$. Предполагается, что на кристалл падает монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda=0.71\text{Å}$. Средняя концентрация электронов определяется исходя из значения плотности кристалла 2.5г/см^3 , а для относительной глубины модуляции $\Delta n/\bar{n}$ выбрано значение $2/3$. Что касается источника неоднородных деформаций, то для конкретности считается, что они обусловлены температурным градиентом вдоль направления оси z .

Основной целью численных расчетов является выявление закономерностей зависимости интенсивностей проходящей и отраженной волн от приложенного температурного градиента. Поскольку полученные формулы предполагают строго определенное значение проекции волнового вектора k_z , а реальные пучки излучения никогда не бывают абсолютно монохроматическими и коллимированными, то прежде всего следует выяснить, насколько чувствительна сама фазовая расстройка $\Delta\Phi$ (формула (13)) к разности температур Δt между верхним и нижним гранями кристалла. Расчеты, часть которых иллюстрирована на рис.1, показывают, что увеличение разности Δt всего на 0.01° может изменить $\Delta\Phi$ до одного радиана, так что для получения данных, сопоставимых с экспериментально ожидаемыми результатами, нам следует провести усреднение выражений для проходящих и отраженных волн (см., например, формулы (23а) и (23б)) по функции распределения волнового вектора k_z . Из графика видна и другая закономерность: ожидаемое уменьшение $\Delta\Phi$ после некоторого “затишья” в среднем снова растет и становится очень быстрой функцией Δt .

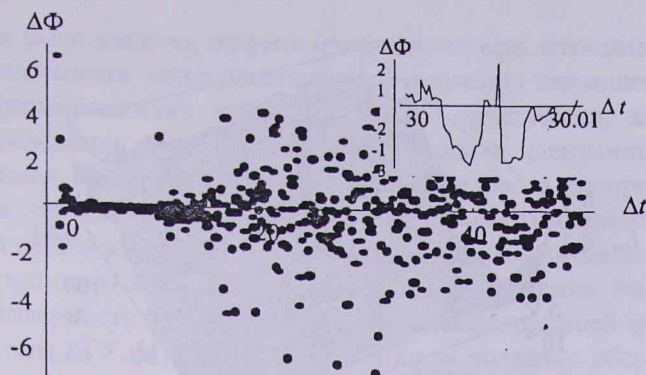


Рис.1. Фазовая расстройка $\Delta\Phi$ как функция разности температур Δt между верхним и нижним гранями кристалла. Значения параметров построения даны в тексте.

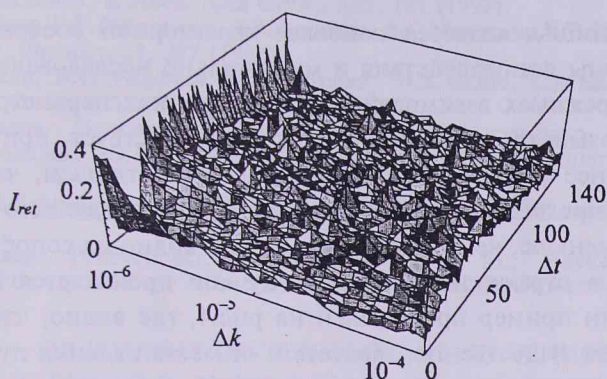


Рис.2. Зависимость усредненной интенсивности брэгговской волны от температурной разности Δt и нормированной ширины распределения волнового вектора Δk . Значения параметров построения даны в тексте.

Зависимость усредненной таким образом интенсивности брэгговской волны от температурной разности Δt приведена на рис.2 для достаточно широкой области значений ширины распределения. Как и следовало ожидать, в области малых ширин ($\Delta k = \Delta k_z / k_z \approx 10^{-6}$) интенсивность брэгговски отраженной волны ведет себя сильно хаотично в области больших Δt ($>45 \div 50^\circ$). С увеличением ширины Δk_z хаотичность падает, сперва быстро, потом все медленнее и остается существенной даже при относительно больших ширинах $\Delta k_z / k_z \approx 10^{-4}$. Другая, более характерная особенность в поведении брэгговской волны – это наличие области “затишья” при относительно небольших Δt , являющегося отражением затишья в зависимости $\Delta\Phi$. С увеличением Δk_z эффект затишья ослабевает, но полностью не исчезает даже в области больших ширин. Здесь интенсивность брэгговской волны сперва растет с увеличением температурной разности Δt , а интуитивно-ожидаемый результат монотонного спада получается только в области больших Δt .

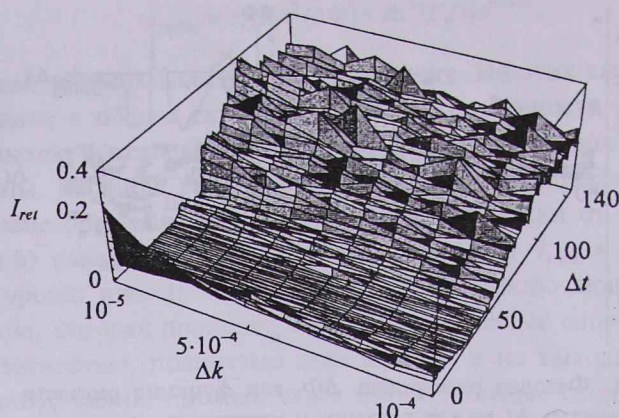


Рис.3. Та же зависимость, что и на рис.2, но ширина падающего на кристалл пучка в два раза меньше.

Эффект затишья является наиболее характерной особенностью рассматриваемой схемы взаимодействия и мы детально исследовали его поведение при разных режимах взаимодействия и значениях параметров системы. Эти расчеты показывают, что затишье всегда присутствует, причем оно может быть как менее выраженным, так и более отчетливым, чем на рис.2. Рис.3, например, представляет случай, когда ширина падающего на кристалл пучка в два раза меньше, чем в случае рис.2. Как видно из сопоставления рисунков, затишье в отражении для узких пучков проявляется существенно сильнее. Еще один пример представлен на рис.4, где видно, что мера затишья может, причем существенно, зависеть и от места падения пучка на грань кристалла. Первый график соответствует случаю, когда пучок проходит через самую верхнюю часть кристалла, а последний график – через нижнюю часть, причем, как и в случаях рис.2 и 3, выбран квадратичный закон понижения температуры от верхней к нижней грани (при выборе линейного закона понижения температуры зависимость от местоположения прохождения пучка несколько ослабевает), а $\Delta k_z / k_z = 10^{-4}$.

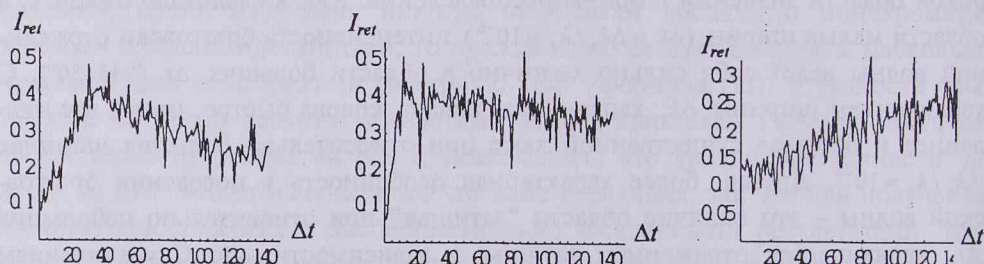


Рис.4. Зависимость усредненной интенсивности брэгговской волны от температурной разности Δt . Первый график соответствует случаю, когда пучок проходит через самую верхнюю часть кристалла, второй – через среднюю часть, а последний график – через нижнюю часть.

Как уже было указано, эффект маятника, то есть возможность полного переброса интенсивности монохроматического излучения сохраняется и для неоднородно деформированного кристалла. Вопрос, фактически, заключается в том, как эта закономерность ведет себя при переходе от идеального к реальным пучкам, имеющим конечные ширины частотно-углового распределения. Из рис.2 и 3 видно, что для экспериментально реализуемых условий ($\Delta k_z / k_z \geq 10^{-6}$) стопроцентный переброс энергии в брэгговскую волну невозможен!

Работа выполнена в рамках гранта МВОиН Армении №0126. Авторы выражают благодарность участникам семинаров кафедр общей физики и физики твердого тела ЕГУ, ИППФ НАН Армении за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982); R.G.Gabrielyan, A.R.Mkrtychyan, H.A.Aslanyan, Kh.V.Kotandjyan. Phys. Stat. Sol., 92, 361 (1985); E.Zolotoyabko, B.Sander. Acta Cryst., A51, 163 (1995); K.-D.Liss, A.Magerl, A.Rehof, R.Hock. Acta Cryst., A53, 181 (1997).
2. А.Р.Мкртчян, Р.Г.Габриелян, А.А.Аслanian, А.Г.Мкртчян, Х.В.Котанджян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 21, 297 (1986).
3. Л.Г.Гаспарян, В.П.Мкртчян, А.Г.Григорян, М.К.Бальян, С.А.Баласаниян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 28 (2000).
4. Е.И.Нефедов. Электродинамика периодических структур. М., Наука, 1977; В.П.Шестопалов, Ю.К.Сиренко. Динамическая теория решеток. Киев, Наукова думка, 1989.
5. C.Keller, J.Schimiedmayer, A.Zeilingner, T.Nonn, S.Durr, G.Rempe. Appl. Phys. B, 69 303 (1999).
6. З.Г.Пинскер. Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982; A.Authier. Dynamical theory of X-ray diffraction. New York, Oxford University Press, 2001.

ՈՉ-ԻՐԵՆԱԼԱԿԱՆ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԱՐԹՁՈՒԳԱՀԵՌ ԸՆԵՐՏՈՎ ԱԼԻՔԻ ԱՆՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Ներկայացված է անհավասարաճեղ շերտավորված միջավայրով լայնականորեն սահմանափակ ալիքների անցման պարզ տեսություն: Այն կարող է օգտագործվել, օրինակ, մեկ ուղղությամբ անհավասարաչափ դեֆորմացված բյուրեղի ոչ հաստ շերտում մոնոքրոմատային ռենտգենյան ճառագայթման Բրեգ-Լաուեյան տարածումը նկարագրելու համար: Ստացված է, որ քննարկվող ոչ-իդեալական պարբերական միջավայրում, ինչպես և իդեալական պարբերական միջավայրում, հնարավոր է ենթադրել լրիվ վերամղում ընկնող ալիքից դեպի Բրեգ-Լաուեյան ալիք:

THEORY OF WAVE TRANSMISSION THROUGH A LAYER OF A NON-IDEALLY PERIODIC MEDIUM

A.Zh. MURADYAN, G.A. MURADYAN

A theory of transmission of finite-width waves through a quasiperiodic dispersive medium is presented. It can be used, for example, for description of the Bragg-Laue passage of a monochromatic X-ray radiation through a thin layer of a nonuniformly deformed crystal. It is shown that for a non-periodic medium, just as in a periodic medium, a full transfer of the energy from the incident wave to the Bragg-Laue wave is possible. An anti-intuitive result is obtained: with increasing nonuniform deformation the decreasing intensity of the Bragg-Laue reflection wave starts to increase, which later comes to saturation, and then, in average, decreases. We also consider the case of absorbing crystals.