

УДК 548.733

Р. И. БАГДАСАРЯН, М. К. БАЛЯН,
 Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН

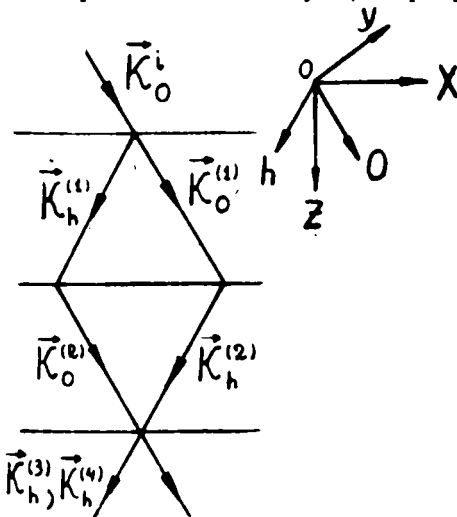
ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ МУАРОВЫХ КАРТИН

Рассмотрен вопрос чувствительности рентгеноинтерферометрического муара в зависимости как от местонахождения структурных нарушений кристаллической решетки в разных блоках интерферометра, так и от φ или Δd (относительные повороты отражающих плоскостей φ и дилатации Δd) для данного блока.

Для преобразования рентгеновского интерферометра в рентгеновский дефектоскоп с целью определения незначительных структурных нарушений (относительные разбросы межплоскостных расстояний и повороты) важным промежуточным исследованием является окончательное определение чувствительности муаровых картин к этим искажениям.

Так, например, в работах [1, 2] экспериментально обнаружено, что в случае трехблочного рентгеновского интерферометра полученная муаровая картина наиболее чувствительна к нарушениям кристаллической решетки зеркального блока. В настоящей работе сделана попытка теоретически исследовать вопросы чувствительности муаровых картин к кристаллическим искажениям, существующим в блоках.

Рассмотрим трехблочный рентгеновский интерферометр симметричным прохождением Лауэ (см. рисунок).



Все блоки имеют равные толщины, находятся на равных расстояниях и ориентированы параллельно друг другу. Для каждого блока удовлетворяются условия аномального прохождения. Пусть кристалл, из вещества которого изготовлен интерферометр, имеет дифракционный вектор h_0 , а кристаллические решетки первого, второго и третьего блоков вследствие нарушений имеют соответственно дифракционные вектора

$$h_1 = h_0 + dh_1; \quad h_{1A} = h_0 + dh_{1A},$$

$$h_{2n} = h_0 + dh_{2n}; \quad h_3 = h_0 + dh_3,$$

причем $\mathbf{h}_{1\Delta}$ обозначает дифракционный вектор для одной половины второго блока, а $\mathbf{h}_{2\Delta}$ — для другой половины того же блока. Если на первый блок падает плоская рентгеновская волна, то, вообще говоря, поле в любом из блоков должно быть описано иначе, чем в идеальном кристалле — в виду существующих нарушений. Однако мы будем предполагать, что искажения настолько малы, что поле в блоках описывается так же, как и в идеальном случае, только слегка измененным вектором дифракции. Это изменение приводит к малому изменению точного угла падения Брегга, а следовательно, и аккомодации. Наша цель получить выражения для периода интерференционных полос после третьего блока. Эти полосы мы будем рассматривать в плоскости $Z = \text{const.}$ (см. рис.), а так как аккомодации входят в выражения фаз волн лишь в комбинациях вида $g\mathbf{n}g$, где \mathbf{n} — нормаль по оси OZ , g — аккомодация, g — радиус-вектор точки наблюдения, то изменение аккомодаций не может в рассмотренном приближении влиять на вид и период муаровых полос. Изменение угла падения приводит и к изменению отношения $\frac{D_h}{D_0}$ (D_h и D_0 — амплитуды дифрагированной и прошедшей

волн в кристалле). Но эти величины не дают существенного вклада в фазы волн. Исходя из вышесказанного, мы не будем выписывать граничные условия.

Пусть на первый блок падает плоская монохроматическая волна с волновым вектором $\mathbf{K}_0^{(1)}$ (см. рис. 1). После первого блока мы имеем две плоские волны с волновыми векторами $\mathbf{K}_h^{(1)}$; $\mathbf{K}_h^{(1)} = \mathbf{K}_0^{(1)}$. Эти волны падают на поверхность второго блока. Пусть волны, которые после второго блока налагаются на поверхности третьего блока, имеют волновые векторы $\mathbf{K}_0^{(2)}$ и $\mathbf{K}_h^{(2)}$. Из третьего блока выходят два поля, одно в направлении \mathbf{h} , другое — 0. В поле в направлении \mathbf{h} налагаются две волны с волновыми векторами $\mathbf{K}_h^{(3)}$ и $\mathbf{K}_1^{(4)}$. Выражение интерференционных максимумов в этом пучке будет

$$(\mathbf{K}_h^{(4)} - \mathbf{K}_h^{(3)})\mathbf{r} + C_0 = 2\pi m; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

В C_0 входят величины, зависящие от межблочных расстояний и аккомодаций, но не от координат x и y точки наблюдения.

Выражая $\mathbf{K}_h^{(3)}$ и $\mathbf{K}_h^{(4)}$ через $\mathbf{K}_0^{(1)}$,

$$\mathbf{K}_h^{(3)} = \mathbf{K}_0^{(1)} + 2\pi(\mathbf{h}_3 + d\mathbf{h}_1 - d\mathbf{h}_{2\Delta}) + \frac{K}{2\cos\theta}(\beta_{2\Delta} - \beta_1 - \beta_3)\mathbf{n},$$

$$\mathbf{K}_h^{(4)} = \mathbf{K}_0^{(1)} + 2\pi\mathbf{h}_{2n} - \frac{k\beta_{2n}}{2\cos\theta}\mathbf{n},$$

из (1) получим следующее уравнение:

$$(d\mathbf{h}_{2n} + d\mathbf{h}_{2\Delta} - d\mathbf{h}_1 - d\mathbf{h}_3)\mathbf{r} + C_1 = m. \quad (2)$$

C_1 , как C_0 , не зависит от x и y .

В плоскости $Z = \text{const.}$ уравнение (2) описывает семейство прямых линий, перпендикулярных вектору $d\mathbf{h} = d\mathbf{h}_{2n} + d\mathbf{h}_{2\Delta} - d\mathbf{h}_1 - d\mathbf{h}_3$. Период этих линий определяется из выражения

$$\Lambda = \frac{1}{|\mathbf{dh}|}. \quad (3)$$

Аналогичная выражению (3) формула была получена в работах [3, 4].

В выражения \mathbf{dh}_{2n} , $\mathbf{dh}_{2\lambda}$, \mathbf{dh}_1 , \mathbf{dh}_3 входят повороты и дилатации отражающих плоскостей. Мы будем рассматривать лишь повороты вокруг оси OZ. Повороты вокруг оси OX ничего не дают, а повороты вокруг оси OY дают асимметрический случай Лауэ, который мы не будем рассматривать. Для \mathbf{dh}_1 можно написать

$$\mathbf{dh}_1 = \frac{d_1 - d_0}{d_0^2} \hat{i} - \frac{\varphi_1}{d_0} \hat{j}.$$

Здесь d_1 — межплоскостное расстояние отражающих плоскостей в первом блоке, d_0 — то же для идеального кристалла, φ_1 — поворот отражающих плоскостей. Положительным направлением поворота считается направление против часовой стрелки, если смотреть со стороны оси OZ;

\hat{i} и \hat{j} — единичные векторы в направлении осей OX и OY соответственно. Точно такие же выражения с соответствующими значениями d и φ можно написать для векторов $\mathbf{dh}_{2\lambda}$, \mathbf{dh}_{2n} и \mathbf{dh}_3 .

Подставляя эти выражения в (2) и (3), получим

$$\frac{d_{2n} + d_{2\lambda} - d_1 - d_3}{d_0^2} x + \frac{\varphi_1 + \varphi_3 - \varphi_{2n} - \varphi_{2\lambda}}{d_0} y + c_1 = m, \quad (4)$$

$$\Lambda = \frac{d_0^2}{\sqrt{(d_{2n} + d_{2\lambda} - d_1 - d_3)^2 + d_0^2(\varphi_1 + \varphi_3 - \varphi_{2n} - \varphi_{2\lambda})^2}}. \quad (5)$$

Как частные случаи формулы (5) получаются выражения для периода муаровых полос, приведенных в [5].

Используя формулу (5), можно рассмотреть вопрос о чувствительности разных блоков интерферометра к нарушениям кристаллической решетки. Во избежание громоздких выражений и не нарушая общности, положим $\varphi_1 = \varphi_{2n} = \varphi_{2\lambda} = \varphi_3 = 0$, $d_{2n} = d_{2\lambda} = d_2$.

Из (5) имеем $\Lambda = \frac{d_0^2}{|2d_2 - d_1 - d_3|}$.

Вычисляя производные по d_2 и d_1 и беря модуль, получим

$$\left| \frac{\partial \Lambda}{\partial d_1} \right| = \frac{d_0^2}{(2d_2 - d_1 - d_3)^2}, \quad \left| \frac{\partial \Lambda}{\partial d_2} \right| = 2 \frac{d_0^2}{(2d_2 - d_1 - d_3)^2},$$

т. е. $\left| \frac{\partial \Lambda}{\partial d_2} \right| > \left| \frac{\partial \Lambda}{\partial d_1} \right|$.

Это значит, что период муаровой картины, полученный от трехблочного интерферометра, наиболее чувствителен к нарушениям кристаллической решетки зеркального блока. Этот результат согласуется с результатом экспериментальных исследований, приведенных в работе [2]. В [1] экспериментально было получено, что блок-анализатор (А) более чувствителен к структурным нарушениям, чем блок расщепитель (S).

Это объясняется тем, что падающая на расщепитель интерферометра рентгеновская волна в эксперименте не плоская, в то время как в теоретических расчетах применяется плосковолновое приближение.

Однако можно решать вопрос чувствительности данного (например, зеркального) блока к изменениям межплоскостного расстояния и к относительным поворотам отражающих плоскостей.

Сравним для этой цели $\left| \frac{\partial \Lambda}{\partial d_2} \right|$ и $\frac{1}{d_0} \left| \frac{\partial \Lambda}{\partial \varphi_2} \right|$ (т. е. скорости изменения периода муаровых полос в зависимости от d_2 и φ_2), исходя из формулы (5) (для ясности предположим, что $d_1 = d_3 = d_0$, $\varphi_1 = \varphi_3 = 0$), получим

$$P = \frac{\left| \frac{\partial \Lambda}{\partial d_2} \right|}{\frac{1}{d_0} \left| \frac{\partial \Lambda}{\partial \varphi_2} \right|} = \frac{|\Delta d_2|}{d_0 |\varphi_2|} = \frac{\Lambda_\varphi}{\Lambda_{\Delta d}}$$

Здесь Λ_φ — период муара по оси OY, а $\Lambda_{\Delta d}$ — по оси OX.

Если $P > 1$ ($\Lambda_\varphi > \Lambda_{\Delta d}$), то чувствительность муара к изменению межплоскостного расстояния больше, чем к изменению поворотов отражающих плоскостей. Если $P < 1$ ($\Lambda_\varphi < \Lambda_{\Delta d}$), то имеет место обратное утверждение.

Авторы благодарят Егиазаряна А. М. за участие в обсуждении полученных результатов.

Проблемная лаборатория физики твердого тела

Поступила 25.02.1988

ЛИТЕРАТУРА

1. Аладжаджян С. А., Эйрамджян Ф. О., Труни К. Г., Безирганиян П. А. Чувствительность различных блоков рентгеновских интерферометров к нарушениям своих кристаллических решеток. I.—Молодой научный сотрудник ЕГУ, 1973, № 18, с. 90.
2. Аладжаджян С. А., Эйрамджян Ф. О., Труни К. Г., Безирганиян П. А. Чувствительность различных блоков рентгеновских интерферометров к нарушениям своих кристаллических решеток.—II. Молодой научный сотрудник ЕГУ, 1974, № 2, с. 76.
3. Егиазарян А. М. К вопросу об однозначной расшифровке рентгеновских муаровых картин.—Уч. записки ЕГУ, 1980, № 3, с. 60.
4. Безирганиян П. А., Дрмеян Г. Р., Труни К. Г. Исследование рентгеновских дифракционных муаровых картин, возникающих при суперпозиции более двух волн. Препринт ЕГУ—ФТТ—18. Ереван: 1979.
5. Амелинкс С. Методы прямого наблюдения дислокации. М.: Мир, 1968.

Ռ. Ի. ԲԱՂԿԱՍԱՐՅԱՆ, Մ. Կ. ԲԱՎՅԱՆ, Ց. Հ. ԷՅՐԱՄՋՅԱՆ

ԻՆՏԵՆՍԻՎՆԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻԱԿԱՆ ՄՈՒԱՐԻ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ ԶԳԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Քննարկված է ունեցանդիներֆերոմետրական մուարի զգայնությունը կախված ցանցային աղավաղումների (անդրադարձնող հարթությունների պտույտներ φ և դիրատաքիաններ Δd) տեղից, իսկ տվյալ բլոկի համար φ -ից և Δd -ից:

Ցույց է տրված, որ մուարը ալեկի զգայուն է հայելային բլոկում գտնվող աղավաղումների նկատմամբ, իսկ φ և Δd -ի նկատմամբ զգայնությունը կախված է նախնական մուարի տեսքից: