

А.О. АБОЯН

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ С УЧЕТОМ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В классических работах по теории интерференции рентгеновских лучей при расчете интенсивности рентгеновских волн в случае рассеяния в газах, жидкостях и аморфных твердых телах, а также в кристаллах предполагается, что весь облучаемый объем, независимо от его размеров, рассеивает рентгеновские волны когерентно. Однако обзор научной литературы по теории интерференции рентгеновских лучей показывает, что для точного определения ширины и интенсивности дифракционных максимумов необходимо учесть время продолжительности когерентного излучения. В случае, когда толщина кристалла порядка или меньше длины цуга, длительность времени когерентного излучения можно не учитывать, а при толщине кристалла больше длины цуга неучет длительности когерентного излучения приводит к недопустимым ошибкам.

Ключевые слова: интерференция, видимость, интенсивность, цуг волн, группа волн, длина цуга, длительность когерентности, динамическое рассеяние.

1. Введение. При решении различных интерференционных задач с помощью рентгеновских лучей предполагают, что весь облучаемый объем кристалла, независимо от его размеров, рассеивает рентгеновские лучи одновременно когерентно.

Известно [1-4], что когерентными являются волны, принадлежащие одному и тому же акту испускания атома. Следовательно, интерференционная картина не может наблюдаться даже в случае, если заставить встретиться волны, испускаемые одним и тем же атомом, но в разное время и притом с опозданием и большим временем длительности когерентного излучения (длительность одного акта испускания).

Действительно, еще Майкельсон отметил уменьшение видимости интерференционных колец с повышением порядка интерференции [5]. Для определения видимости он ввел функцию

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1)$$

где I_{\max} и I_{\min} - соответственно интенсивности светлого кольца и соседнего темного кольца.

Согласно этому определению, при строго монохроматической волне видимость равна единице ($I_{\min} = 0$, $V = 1$) для любой разности хода. При малейшем отступлении от монохроматического излучения видимость V уменьшается с увеличением разности хода (порядка интерференции) и тем быстрее, чем больше немонохроматичность. Таким образом, величина видимости характеризуется степенью монохроматичности излучения. На практике строго монохроматической (т.е. правильно синусоидальной) волны никогда не бывает [1], поэтому во всех экспериментах видимость с увеличением

порядка интерференции всегда уменьшается, и, в конце концов, при достаточно больших разностях хода интерференционная картина исчезает.

Целью настоящей работы является исследование и детальный анализ зависимости видимости интерференционных картин от разностей интенсивностей интерферирующих волн, что особенно важно для практического применения полиинтерферометров, в которых интерферометры работают пучками с разными интенсивностями [6,7].

Для объяснения причины уменьшения видимости интерференционной картины с увеличением разности хода между волнами исследуем природу белого света (с непрерывным спектром рентгеновского излучения) и реальных монохроматических излучений.

Вначале дадим определения цуга и группы волн [1]. Цугом волн называется колебание такого вида, которое на определенном участке описывается простой синусоидальной кривой (с постоянной или слегка переменной амплитудой) и имеет вне участка амплитуду, всюду равную нулю. Группой волн называется результирующая ряда гармонических волн, частоты которых сгруппированы около некоторой основной частоты таким образом, что если частоты некоторых членов группы отличаются от основной больше, чем на малую долю последней, то их амплитуды значительно меньше амплитуд тех волн, частоты которых близки к основной, т.е. почти вся энергия концентрируется на частотах, близких к основной частоте группы волн.

Таким образом, цуг волн определяется из формы волн, а группа волн - из распределения энергии по частотам. Длинному цугу волн соответствует узкая область частот, и, наоборот, группе волн, частоты которых заключены в узком интервале, соответствует длинный цуг. Белый свет можно представить как в виде импульсов (групп волн), так и в виде набора цугов синусоидальных волн. Эти представления эквивалентны, так как при помощи теоремы Фурье импульс можно математически разложить на ряд гармонических волн.

Экспериментальные установки для получения монохроматического излучения никогда не могут создавать строго монохроматического пучка, состоящего из одной длины волны (бесконечного цуга). Поэтому реальные монохроматические пучки представляют собой конечную область частот.

Возможность создания бесконечно длинного цуга (строго монохроматического излучения) приводит к парадоксу Карвалло [1]: если белый свет состоит из набора бесконечно длинных цугов, то их можно разделить при помощи спектроскопа, и спектр можно будет видеть и до того, как источник света зажжен, и после того, как он погашен.

Исходя из вышеизложенного, укажем возможные причины уменьшения видимости интерференционных картин с увеличением разности хода.

1. В случае набора большого числа синусоидальных волн, причем слегка различной длины, при нулевой разности хода максимумы всех волн совпадают, и получается резкая интерференционная картина. С увеличением разности хода максимумы различных длин волн не совпадают, и видимость картины уменьшается. При больших разностях хода видимость интерференционных максимумов исчезает.

2. При наборе волновых цугов конечной длины интерференция происходит между двумя частями одного и того цуга, получившимися в двух каналах интерферометра. При малых разностях хода эти части попадают в точку

наблюдения почти одновременно и интерферируют, а при больших разностях хода одна часть попадает в точку наблюдения после того, как пришла другая часть, т.е. в точке наблюдения встречаются части, принадлежащие различным актам испускания, и видимость интерференционной картины исчезает.

Итак, независимо от того, мы представим свет как набор волновых цугов конечной длины или набор большого числа синусоидальных волн слегка различной длины при достаточно больших разностях хода, интерференция не происходит, и видимость интерференционных полос исчезает.

В рентгеновском случае (многолучевая интерференция) можно представить, что отдельные синусоидальные компоненты импульса одновременно возбуждают все атомные плоскости кристалла. Однако возбуждение одних синусоидальных волн гасится другими (суммарное возбуждение равно нулю) во всех частях кристалла, за исключением части, возбуждаемой со стороны максимума группы (цугом волн). Таким образом, одним актом испускания фактически возбуждается только часть плоскостей, определяемой длиной цуга или пространственной протяженностью максимума групп (длительностью когерентного излучения). Следовательно, отдельные части кристалла, находящиеся на достаточно больших расстояниях друг от друга (большие разности хода), возбуждаются излучениями различных актов испускания и поэтому рассеивают некогерентно.

2. Оценка длины цуга и длительности когерентного излучения. Теперь перейдем к оценке длины цуга и длительности когерентного излучения. Из вышесказанного ясно, что когерентными являются только волны, являющиеся частями одного и того же цуга, следовательно, длительностью когерентного излучения будет длительность одного акта испускания (длительность испускания цуга).

Конечность цуга, а следовательно, и конечность длительности когерентного излучения, а также естественная ширина спектральной линии обусловлены в классической теории постепенным уменьшением амплитуды осциллятора (затухание из-за излучения) или в квантовой теории убыванием вероятности пребывания атома в его начальном состоянии [8-11].

Согласно классическим представлениям, каждому переходу атома от одного уровня на другой можно сопоставить один классический осциллятор [9], который, с точки зрения классической электродинамики, при излучении совершает затухающие колебания.

Затухание осциллятора из-за излучения происходит по закону $W_t = W_0 e^{-\gamma t}$, где W_0 и W_t - энергии осциллятора (колеблющегося электрона) в момент времени $t=0$ и t соответственно, а γ (коэффициент затухания) определяется соотношением [8,11]

$$\gamma = \frac{8\pi^2 e^2}{3mc} \frac{1}{\lambda^2},$$

т.е. величиной интенсивности излучения.

Отсюда для эффективного времени жизни осциллятора или для времени затухания получим

$$\tau = \frac{1}{\gamma} = \frac{3mc}{8\pi^2 e^2} \lambda^2. \quad (2)$$

Как видно, энергия осциллятора (электрона), а следовательно, и интенсивность излучения убывают по экспоненциальному закону, значит, время τ можно принять за длительность отдельного акта излучения или за длительность когерентного излучения.

С точки зрения квантовой механики [9,11], в соотношениях неопределенностей для энергии и времени имеем

$$\Delta W \cdot \Delta t = \hbar. \quad (3)$$

В рассматриваемом случае ΔW - ширина уровня, а Δt - время жизни уровня или длительность акта испускания (длительность когерентного излучения).

Из (3) для длительности когерентного излучения получим

$$\tau = \frac{\hbar}{\Delta W}, \quad (4)$$

которая связана с вероятностью перехода за секунду соотношением

$$\tau = 1/\gamma. \quad (5)$$

Если с возбужденного уровня возможны несколько переходов на нижележащие уровни, тогда полная вероятность перехода выражается и в виде

$$\gamma_i = \sum_k \gamma_{ik}, \quad (6)$$

где k - индекс нижележащего уровня, на которой совершается переход.

Отсюда для времени жизни уровня получим

$$\tau_i = \frac{1}{\gamma_i} = \frac{1}{\sum_k \gamma_{ik}}.$$

Следовательно, эффективное время жизни уровня i можно выразить через ширины начального и возможных конечных k уровней следующим образом:

$$\tau_i = \frac{1}{\gamma_i} = \frac{\hbar}{\Delta W_i} = \frac{\hbar}{\sum_k \Delta W_{ik}}, \quad (7)$$

где ΔW_{ik} - ширина k -го уровня.

Как видно из (2), с точки зрения классической электродинамики, эффективное время жизни осциллятора зависит только от длины волны, в то время как по квантовой механике, как видно из (7), время жизни уровня зависит от вероятностей переходов (от ширин уровней).

Однако нетрудно убедиться в том, что длительности когерентного излучения по классической (эффективное время жизни осциллятора (2)) и квантовой механике (время жизни уровня (7)) имеют одинаковый порядок. Докажем сказанное на конкретном примере.

Подставив численные значения величин ϵ , m и c в (2), получим

$$\tau = 4,53\lambda^2 c. \quad (8)$$

Для золота K_{α} ($K - L_{III}$) [11] ширина линии равна 58 эВ (ширина K-го уровня 54 эВ, а L_{III} -го уровня – 4 эВ), длина волны $\lambda_{K_{\alpha_1}} = 0,17982 \text{ \AA}$. С учетом этих значений из (8) и (4) для длительности когерентного излучения соответственно получим

$$\tau_{кл} = 0,146 \cdot 10^{-16} \text{ с}, \quad \tau_{кв} = 0,114 \cdot 10^{-16} \text{ с}.$$

Как видно, классическая и квантовая длительности когерентного излучения достаточно хорошо совпадают.

В квантовом случае длительность когерентного излучения нами определялась по ширине линии, полученной совокупностью (ансамблем) атомов. Поэтому может показаться, что длительности излучений отдельных атомов гораздо больше длительности, определенной по (7).

Однако квантомеханический формализм содержит затухание излучений столь же полно, как и классическая теория, и квантовая теория также без затруднений объясняет естественную ширину спектральной линии, исходя из закона сохранения энергии. Следовательно, длительность когерентного излучения в квантовой механике можно определить и с помощью общего затухания излучений, что приводит к аналогичным результатам. Если же длительность жизни возбужденного состояния (длительность когерентного излучения) определена из общего затухания излучений, то ясно, что длительности отдельных актов не могут превысить общую длительность.

Длина цуга l определяется соотношением

$$l = c\tau, \quad (9)$$

где c - скорость распространения электромагнитных волн.

Именно длиной цуга и определяются размеры когерентно рассеивающих областей облучаемого объема. Если размеры облучаемого объема больше, чем длина цуга, тогда не весь облучаемый объем рассеивает лучи когерентно, поэтому методы расчета интенсивности и ширины рефлексов не верны. Из (9) видно, что длина рентгеновского цуга имеет порядок $10^{-5} \dots 10^{-6} \text{ см}$. Действительно, величина τ , например, для CuK_{α_1} и MoK_{α_1} имеет значение $1,077 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ и $2,29 \cdot 10^{-16} \text{ с}$, откуда для размеров когерентно рассеивающих объемов получим

$$l_{CuK_{\alpha_1}} = 3,23 \cdot 10^{-5} \text{ см} \quad \text{и} \quad l_{MoK_{\alpha_1}} = 6,87 \cdot 10^{-6} \text{ см}.$$

Так как размеры облучаемых объемов для газов, жидкостей и аморфных твердых тел определяются размерами поперечного сечения падающего пучка, которые практически не могут быть меньше, чем 10^{-2} см , то ясно, что в этих случаях размеры облучаемого объема гораздо больше, чем размеры цуга, и для таких образцов нельзя рассчитать интенсивности и ширины дифракционных максимумов без учета длительности когерентного излучения.

В случае кристаллических образцов длительность когерентного излучения можно не учитывать, если размеры кристалликов меньше размеров цуг, т.е. если размеры кристалликов меньше, чем 10^{-5} см .

Так как строго монохроматической волны нет и не может быть, то с учетом

вышесказанного приходим к следующему важному выводу: независимо от того, свет (рентгеновское излучение) представлен набором волновых цугов или, наоборот, синусоидальных волн различной длины (группой волн), при достаточно больших облучаемых объемах не все волны, рассеянные в различных частях этого объема, будут когерентны друг относительно друга. Следовательно, возникает необходимость пересмотреть теорию интерференции рентгеновских лучей с точки зрения конечности длительности когерентного излучения.

3. Влияние конечности длины цуга рентгеновского излучения на интенсивность рассеяния.

На некогерентность рентгеновских принадлежащих разным цугам, впервые обратил внимание профессор П. А. Безирганян [12].

В ранних работах [13-18] исследования велись в рамках кинематической теории интерференции рентгеновских лучей. В этих работах исследовалась дифракция рентгеновских лучей в газах, жидкостях, аморфных твердых телах и кристаллах. При этом предполагалось, что цуг рентгеновского излучения имеет вид, показанный на рис., т.е. в промежутке времени от нуля до τ амплитуда волны постоянна и отлична от нуля, а вне этого промежутка она равна нулю, где τ - длительность когерентного излучения.

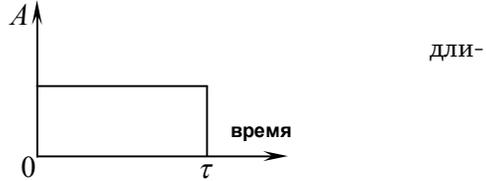


Рис.

волн,

Основные выводы, полученные из этих исследований, следующие:

1. Средняя интенсивность волн, рассеянных в газах, зависит от длительности излучения – с увеличением длительности когерентного излучения интенсивность рассеяния увеличивается.

2. При не очень малых углах рассеяния в газах с уменьшением угла рассеяния общая интенсивность рассеянных волн увеличивается за счет того, что увеличивается число мотивов, одновременно участвующих в интерференции в точке наблюдения.

3. В случае газов, находящихся под большим давлением, и жидкостей с учетом конечности времени когерентного излучения как бы уменьшается облучаемый объем: уменьшается интенсивность дифракционного гало, но угол рассеяния, под которым оно получается, не меняется.

4. В случае плоского кристалла при плоской падающей волне с учетом длительности когерентного излучения уменьшается интенсивность рассеянных волн; при точечном источнике этот угол увеличивает интенсивность рассеянных волн.

5. В случае, когда длина цуга намного больше толщины кристалла, конечностью длительности когерентного излучения можно пренебречь.

В [17] исследован случай, когда затухание источника, т.е. уменьшение величины амплитуды первичной волны, в течение одного акта испускания происходит по закону $\exp\{-\gamma t\}$, где γ - коэффициент затухания. Показано также, что затухание сильно сказывается на интенсивности и ширине рефлексов, когда длина цуга гораздо меньше толщины кристалла, и почти не сказывается, когда длина цуга гораздо больше размеров кристалла.

В [18] первичное излучение представлено интегралом монохроматических волн следующего вида:

$$E(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} a(\omega) \exp\{i\omega t\} d\omega,$$

$$\text{где } a(\omega) = \frac{E_0}{\gamma + i(\omega - \omega_0)} \exp\left\{-i\omega_0 \frac{r}{c}\right\}; \quad E_0 = \frac{e\omega_0^2 A_0 \sin \varphi}{c^2 r} \exp\left\{-\gamma \frac{r}{c}\right\};$$

A_0 - амплитуда начальных колебаний; r - расстояние от точки наблюдения до источника; φ - угол между направлением ускорения электрона и радиус-вектором r . Результаты, полученные в [18], почти полностью совпадают с результатами, полученными в [17].

В [19,20] методом Дарвина исследовано динамическое рассеяние рентгеновских лучей в случае Брэгга для бесконечно толстого кристалла и кристаллической пластинки с учетом затухания первичной волны. Показано, что даже в случае бесконечно толстого кристалла полное отражение не получается. При малых длительностях когерентного излучения относительная интенсивность отраженной волны значительно меньше единицы, и с увеличением этой длительности она возрастает, стремясь к единице при бесконечно больших длительностях когерентного излучения.

В [21,22] исследовано динамическое рассеяние рентгеновских лучей по методу Дарвина с учетом затухания первичной волны в прозрачных и поглощающих кристаллах. Здесь применен более строгий метод учета за-тухания источника. Показано, что при учете затухания источника, как и в предыдущем случае, полное отражение не имеет места, и чем больше затухание, тем меньше относительная интенсивность. Учет затухания источника не нарушает симметричность отражения, и центр кривой отражения расположен под тем же углом, под каким получается без учета затухания.

В поглощающих кристаллах учет затухания сохраняет асимметричность отражения. При увеличении роли затухания источника первичного излучения кривые отражения становятся все более симметричными, и максимум относительной интенсивности снижается.

В [23] развита динамическая теория интерференции рентгеновских лучей с учетом затухания источника в приближении сферических волн в случаях Лауэ и Брэгга. Показано, что учет затухания источника приводит к смещению маятниковых полос, причем максимумы полос смещаются к входной поверхности кристалла (случай Лауэ). В случае Брэгга затухание смещает распределение интенсивности на входной поверхности в направлении, обратном смещению, вызванному поглощением.

Как в случае Лауэ, так и в случае Брэгга учет затухания приводит к некоторому падению контраста маятниковых полос.

На основании данных, изложенных в разделе 1, заключаем, что при расчете интенсивности рассеянных волн и дифракционных ширин спектральных линий в первую очередь необходимо выяснить вопрос о соотношении длины цуга рентгеновского излучения и размеров идеальных областей

монокристаллов. Поэтому в теории интерференции, как и вообще в рентгеноструктурных исследованиях, определение длины цуга рентгеновского излучения имеет важное значение. Особенно это необходимо для рентгеновской интерференции и голографии, а также для проверки теоретических представлений, изложенных в разделе 1.

Статья посвящена светлой памяти заслуженного деятеля Высшей школы, лауреата Государственной премии Республики Армения, основателя и руководителя рентгеновских исследований в области физики в Армении, доктора физико-математических наук, профессора Петроса Акоповича Безиргяна, 90-летие со дня рождения которого исполнилось 15 декабря 2006г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дичберн Р. Физическая оптика. - М.: Наука, 1965.- 631с.
2. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. - М.: Наука, 1967.-90с.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. – 712с.
4. Ландсберг Г. Оптика.- М.: Изд. тех. лит., 1957. – 625с.
5. Майкельсон М. Световые волны и их применение. – М.-Л., ГТТИ, 1934.-185с.
6. Bezirganyan P.A., Eiramdshtyan F.O. und Truni K.G. Ein Vier-Block-Vielfachinterferometer Phys. Stat. sol. (a).- 1973.-Vol.20, №2.-P.611-618.
7. Абоян А.О., Хзарджян А.А. Исследование видимости рентгеновских дифракционных муаровых картин трехкратным четырехкристалльным интерферометром // Изв. НАН Армении, Физика.-2003.-Т.38,№5.-С.326-334.
8. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. - М.: Наука, 1957. -518с.
9. Гайтлер М. Квантовая теория излучения. - М.: Изд. ин. лит.,1956.-491с.
10. Compton A.H., Allison S.K. X-Rays in Theory and Experiment. - New York, 1951.-345p.
11. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. - М.: Физматгиз., 1963.-319с.
12. Безиргяня П.А. Зависимость ширины и интенсивности спектральной линии от длительности когерентного излучения рентгеновского источника // ДАН Арм. ССР. Физика.-1963.-Т.37, №41.-С.197-201.
13. Безиргяня П.А. Рассеяние рентгеновских лучей в газах, жидкостях и аморфных твердых телах с учетом длительности когерентного излучения // ЖТФ.-1964.-Т.34, №10.-С.1896-1900.
14. Безиргяня П.А. Зависимость интегральной интенсивности отраженных рентгеновских волн от длительности когерентного излучения источника // Изв. АН СССР. Серия физическая.-1964.-Т.28, №5 - С.882-884.
15. Безиргяня П.А. Рассеяние рентгеновских лучей в газах, жидкостях и аморфных твердых телах при точечном источнике с учетом продолжительности когерентного излучения // ЖТФ.-1965.-Т. 35.- С.359-367.
16. Безиргяня П.А. Рассеяние рентгеновских лучей в газе, состоящем из атомов конечного размера, с учетом длительности когерентного излучения // ЖТФ.-1965.-Т.35, №9.-С.1701-1706.
17. Безиргяня П.А., Гаспарян Л.Г. К вопросу учета длительности когерентного излучения источника рентгеновских лучей // ЖТФ.-1970.-Т.40, №11.-С.2427-2433.
18. Безиргяня П.А., Гаспарян Л.Г. Об учете длительности когерентного излучения источника рентгеновских лучей // Изв. АН АрмССР, Физика.-1971.-Т.6, №4.-С.106-115.
19. Безиргяня П.А. Динамическая теория интерференции рентгеновских лучей с учетом длительности когерентного излучения // ЖТФ.-1966.-Т.36, №3.-С.515-520.
20. Безиргяня П.А. Динамическая теория интерференции рентгеновских лучей с учетом длительности когерентного излучения // Изв. АН АрмССР, Физика.-1966.-Т.1, №1.-С.25-30.

21. **Безирганян П.А., Азизян С.Л.** Динамическая теория интерференции рентгеновских лучей с учетом затухания первичной волны в поглощающих кристаллах // Молодой научный работник.-1973.-Т.2, №18.-С.61-64.
22. **Азизян С.Л., Безирганян П.А.** Динамическая теория интерференции рентгеновских лучей с учетом затухания первичной волны // ЖТФ.-1971.-Т.41, №10.-С.2186-2190.
23. **Безирганян П.А., Труни К.Г., Варданян Д.М., Левонян Л.В.** Некоторые вопросы динамической теории рассеяния рентгеновских лучей.-Ереван: Изд. ЕГУ, 1973.-45с.

ГИУА. Материал поступил в редакцию 08.09.2006.

Ա.Հ. ԱՐՈՅԱՆ

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՆ ԿՈՂԵՐԵՆՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի տեսության դասական աշխատանքներում ռենտգենյան ալիքների ինտենսիվության հաշվարկի ժամանակ զազերում, հեղուկներում, ամորֆ պինդ մարմիններում, ինչպես նաև բյուրեղներում նրանց ցրման դեպքում ենթադրվում է, որ ամբողջ ճառագայթվող ծավալը, անկախ նրա չափերից, ռենտգենյան ալիքները ցրում է կոհերենտ: Սակայն ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի տեսության գիտական գրականության ակնարկը ցույց է տալիս, որ դիֆրակցիոն մաքսիմումների ինտենսիվության լայնության ճշգրիտ որոշման համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը: Այն դեպքում, երբ բյուրեղի հաստությունը լծաշարքի երկարության կարգի է կամ փոքր է նրանից, ապա ճառագայթման տևողությունը կարելի է հաշվի չառնել, իսկ եթե հաստությունը մեծ է լծաշարքի երկարությունից, կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը հաշվի չառնելը հանգեցնում է անթույլատրելի սխալների:

Մտանցքային բաներ. ինտերֆերենցիա, տեսանելիություն, ինտենսիվություն, ալիքների լծաշարք, ալիքների խումբ, լծաշարքի երկարություն, կոհերենտության տևողություն, դինամիկ ցրում:

A.H. ABOYAN

X-RAY INTERFERENCE TAKING INTO ACCOUNT THE DURATION OF COHERENT RADIATION

In classical work on the theory of the X-ray interference at calculating the intensity of the X-ray waves in case of scattering in gases, liquids and amorphous solid bodies as well as crystals, it is supposed that the whole amount to be radiated, regardless of its dimensions, coherently scatters the X-ray waves. However, the review of scientific literature on the theory of the X-ray interference shows that to define the width and intensity of diffraction maximum accurately, it is necessary to take into consideration the duration of coherent radiation. In the case, when the crystal thickness is equal to or less than the length of the wave train, the duration of the coherent radiation needs to be taken into account, while when the crystal thickness is more than the length of the wave train, the neglect of the coherent radiation duration brings about inadmissible errors.

Keywords: interference, visibility, intensity, wave train, wave group, train length, length of coherency, dynamical scattering.