

Физика

УДК 535.41

П. А. БЕЗИРГАНЯН, А. П. БЕЗИРГАНЯН

ВОПРОСЫ КОГЕРЕНТНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В первой части работы обсуждается однородность цугов рентгеновского характеристического излучения по структуре. Показано, что в случае рентгеновского характеристического излучения совокупности атомов интерференционная картина сохраняется и тогда, когда время запаздывания σ интерферирующих пучков превышает время излучения цуга τ .

Введение

Распределение интенсивности в рентгеновских интерференционных и дифракционных картинах, полученных от кристаллов, существенно зависит как от природы этих кристаллов, так и от параметров первичного падающего пучка, в частности от степени когерентности первичных рентгеновских волн. Поэтому для однозначной интерпретации рентгеновских интерференционных и дифракционных картин и эффектов динамического рассеяния рентгеновских лучей крайне необходимо исследование когерентности первичных пучков и их влияния на интенсивность рассеяния.

Все фундаментальные исследования по дифракции и интерференции рентгеновских лучей [1—6] проведены для монохроматического излучения точечного источника, расположенного на большом расстоянии от исследуемого образца: первичная падающая волна монохроматическая, плоская и абсолютно когерентная. Строго говоря, абсолютная или полная когерентность получается при точечном источнике, излучение которого монохроматическое (т. е. длина цуга бесконечно велика) и полностью поляризованное. Однако рентгеновское излучение физических источников (даже излучение одного атома) никогда не бывает строго монохроматическим. Далее, реальные источники имеют конечные размеры и содержат огромное число точечных излучателей (атомов), суммарное излучение которых поляризовано не полностью. Поэтому они в общем случае только частично когерентны. Следовательно, для точной интерпретации результатов рентгеновских интерференционных и дифракционных опытов необходимо развить теорию рассеяния для частично-когерентных рентгеновских пучков, а для сравнения теоретических результатов с экспериментальными надо провести исследования по степени когерентности первичного пучка.

В связи с разработкой методики выращивания почти идеальных полупроводниковых кристаллов и аппаратуры рентгеновской прецизи-

онной спектроскопии начался новый этап развития теоретических и экспериментальных исследований динамического рассеяния рентгеновских лучей. Была развита теория динамического рассеяния рентгеновских лучей в приближении сферической волны [7—9] без учета частичной когерентности реальных источников, излучение которых также не может быть идеально монохроматическим и сферическим.

В работах [10, 11] исследовано динамическое рассеяние временно и пространственно неоднородных пучков в идеальных кристаллах, однако в этих работах не исследована когерентность излучения реальных рентгеновских источников.

Исследования частичной когерентности в области света начаты еще в прошлом столетии [12]. Во второй половине текущего столетия в связи с открытиями голографии и лазеров [13—18] такие исследования стали проводиться особенно интенсивно и обширно. Исследования, относящиеся к вопросу частичной когерентности в области рентгеновского излучения, связаны с обсуждениями вопросов рентгеновской коротковолновой голографии и рентгеновской интерферометрии [19—22]. В работе [23] впервые обсуждается вопрос угловой когерентности рентгеновского характеристического излучения. Однако в этих работах временная, пространственная и угловая когерентности обсуждаются для отдельных частных случаев без общего подхода к исследуемому вопросу.

В данной работе авторы стараются более детально и обширно исследовать вопросы когерентности рентгеновского излучения в зависимости от их природы возникновения, размеров источника и местоположения точки наблюдения.

ВОПРОСЫ КОГЕРЕНТНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как известно, рентгеновское характеристическое излучение возникает в результате переходов, происходящих в атомах, между энергетическими уровнями. Каждый акт испускания связан с одним переходом, при котором излучается один волновой цуг. Так как обычно предполагается, что когерентными друг относительно друга могут быть только волны, принадлежащие одному и тому же акту испускания одного и того же атома, т. е. являющиеся частями одного и того же цуга, то, следовательно, разные цуги, независимо от того принадлежат ли они одному и тому же или разным атомам, некогерентны друг относительно друга. Например, в результате неоднородного распределения разностей фаз между двумя волнами возникающее интерференционное распределение интенсивностей суммарной волны, т. е. мгновенная интерференционная картина, получающаяся при пространственном наложении этих волн, не остается неизменной. В промежутке времени, необходимого для наблюдения интерференционной картины, эти изменения не должны быть большими. Мгновенная интерференционная картина сохранится неизменной и станет возможной для наблюдения только в том случае, если в течение времени, достаточного для наблюдения интерференционных картин, распределение разности фаз между интерферирующими волнами в пространстве наблюдения останется неизменным.

Подчеркнем, что при изменении абсолютных фаз налагаемых волн, интерференционная картина не исчезает, она исчезает только при изменении разностей фаз между ними.

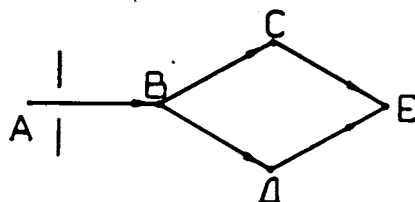
Когерентность рентгеновского характеристического излучения одного атома

Для исследования когерентности рентгеновского характеристического излучения отдельного атома предположим вначале, что цуги характеристического излучения данного атома за исключением временной фазы — идентичны. Фазы цугов, излученные в моменты времени t_1, t_2, t_3, \dots , обозначим через $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots$ соответственно. Для получения интерференционной картины (рис. 1) излучение атома А расщепим на два пучка в точке В, распространяющиеся по направлениям ВСЕ и ВДЕ и налагающиеся друг на друга в точке Е. Если разность путей ВСЕ и ВДЕ меньше, чем длина цугов l , равная произведению $\tau \times c$, где c — скорость распространения электромагнитных волн, а τ — длительность одного акта испускания, то в точке Е накладываются друг на друга части одного и того же цуга, и получается интерференционная картина. Действительно, пусть i -ый цуг, излучаемый атомом, при прохождении пути ВСЕ в точке Е имеет фазу $(\varphi_1 + \varphi')$ и тот же цуг при прохождении пути ВДЕ в точке Е имеет фазу $(\varphi_1 + \varphi'')$, где $\varphi' = \frac{2\pi}{\lambda} \times$

$\times (ВСЕ)$, $\varphi'' = \frac{2\pi}{\lambda} \times (ВДЕ)$, λ — длина волны. Как видно из приведенных выражений, разность фаз между частями одного и того же цуга в точке наблюдения Е для всех цугов данного атома постоянна и равна $(\varphi'' - \varphi')$. Следовательно, если разности путей ВСЕ и ВДЕ таковы, что в окрестности точки наблюдения встречаются части одного и того же цуга, то получается интерференционная картина.

Рис. 1. Расщепление и наложение друг на друга образованных пучков излучения:

А — источник (излучающий атом или совокупность атомов), В — расщепитель, С и D — отражатели, Е — точка наложения.



Предположим теперь, что разности путей ВСЕ и ВДЕ больше длины цуга, тогда в окрестности точки Е будут налагаться части различных цугов. Так как разности фаз между различными цугами даже одного и того же атома не постоянны и меняются от цуга к цугу совершенно случайно, то наложение частей различных цугов интерференционной картины не дает, и поэтому при экспозиции получается равномерное почернение пленки (равномерное распределение интенсивности).

Таким образом, когда разность путей ВСЕ и ВДЕ равна нулю, в окрестности точки Е происходит полное совпадение частей одного и того же цуга и получается четкая интерференционная картина: минимумы равны нулю, а максимумы принимают наибольшие значения (полная когерентность). Когда разность этих путей больше, чем длина цугов, интерференционная картина исчезает, — имеет место равномерное распределение интенсивности (полная некогерентность). В промежуточных случаях, когда разность путей между налагающимися волнами больше нуля, но меньше длины цуга, получается частичная когерентность, и с увеличением этой разности видимость интерференционных картин уменьшается. В этом случае неполного совпадения частей цугов в поле интерференции степень временной когерентности описывается функцией автокорреляции $\Gamma(\sigma)$ [24]. Взаимная когерентность описывается выражением

$$\Gamma(\sigma) = V(t + \sigma) V^*(t),$$

где σ —запаздывание частей цуга, $V(t)$ —аналитический сигнал. $\Gamma(\sigma)$ принимает максимальное значение, когда $\sigma=0$. $\Gamma(\sigma)=0$ при $\sigma>\tau$, где τ —длительность излучения цуга.

Выше мы предположили, что различные цуги характеристического излучения одного и того же атома имеют одинаковые структуры. Однако в работах [25—26] предполагается, что световые цуги даже одного и того же атома сильно отличаются друг от друга. Сложную структуру цугов авторы этих работ аргументируют следующим образом.

1. Отдельный акт испускания атома не может продолжаться бесконечно долго и обрывается спустя некоторое время τ после начала, т. е. цуг имеет конечную длину, и поэтому атомное излучение не строго монохроматичное, а имеет спектральную ширину, удовлетворяющую условию

$$\Delta\nu = 1/\tau, \quad (1)$$

из которого видно, что частотная ширина спектра равна обратной величине времени когерентности (длительности цуга).

2. В результате излучения происходит затухание колебаний, поэтому эффективная спектральная ширина $\Delta\nu_1$ будет иметь следующий вид:

$$\Delta\nu_1 = \frac{1}{\pi\tau_1}, \quad (2)$$

где τ_1 —постоянная затухания.

3. При выводе (1) и (2) предположено, что все цуги идентичны, т. е. имеют одинаковую структуру. Однако вследствие того, что излучающие атомы сами совершают колебательные движения и участвуют в столкновениях с соседними атомами, при которых случайным образом их скорости изменяются как по величине, так и по направлению, излучаемые этими атомами цуги волн также изменяются быстро и хаотично.

4. Случайному и быстрому изменению структуры различных частей данного цуга содействует также и эффект Доплера, который приводит к уширению спектральных линий (по разному в различных частях цуга).

Следовательно, на основании вышесказанного можно сделать вывод, что не только разные цуги по структуре, по амплитуде, частоте, длине и фазе сильно отличаются друг от друга, но и отдельные части данного цуга также совершенно различны. По длине данного цуга от точки к точке как амплитуда, так и частота и фаза меняются быстро и совершенно хаотично (случайно).

Что это не совсем так, можно убедиться на основании следующих соображений.

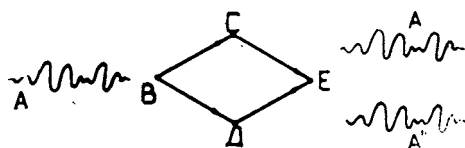


Рис. 2. Интерференция сложного цуга:
A—первичный цуг, A' и A''—части цуга A, образованные в точке B.

Допустим, что исследуемый цуг имеет вид, показанный на рис. 2. Первичный цуг A в точке B расщепляется на две части. После про-

хождения различных путей ВСЕ и ВДЕ эти части налагаются друг на друга в окрестности точки Е. Если путь ВДЕ больше пути ВСЕ, то происходит запаздывание части А'' относительно А'. Если бы структура цуга А по его длине была бы одинаковой, то в области наложения цугов А' и А'' мы получили бы интерференционную картину. При структуре же цуга, показанного на рис. 2, в окрестности точки Е интерференционная картина получится только в том случае, когда запаздывание цугов А' и А'' равно нулю, т. е. когда пути ВСЕ и ВДЕ равны. При малейшем изменении этого равенства интерференционная картина исчезнет. Между тем, как показывает эксперимент, интерференция наблюдается и в таких случаях, когда разность путей интерферирующих пучков достаточно большая, но, естественно, меньше, чем длина цуга.

Выводы авторов этих работ [25—26] можно мотивировать тем, что период излученной волны гораздо меньше, чем время структурных изменений внутри данного цуга. Однако необходимо иметь в виду и то, что сами смещения достаточно большие, и в результате в поле интерференции налагаются достаточно далекие друг от друга части данного цуга, резко отличающиеся по структуре.

Что касается рентгеновского характеристического излучения, то, как известно, оно возникает в результате переходов на внутренние электронные уровни атомов. Следовательно, влиянием соседних атомов на эти уровни можно пренебречь и положить, что цуги рентгеновского характеристического излучения по структуре более однородны, чем цуги светового излучения.

Когерентность рентгеновского характеристического излучения совокупности атомов

Имея в виду рассуждения, приведенные в предыдущем пункте, не совершив большой ошибки, если предположим, что все цуги характеристического рентгеновского излучения, принадлежащие как одному и тому же атому, так и различным атомам одного и того же элемента, имеют одинаковую структуру.

Допустим, имеем источник, который содержит огромное количество атомных излучателей, но его размеры таковы, что с достаточной точностью можем пренебречь эффектами пространственной некогерентности. Например, если источник имеет линейные размеры порядка 10^{-6} см, а точка наблюдения расположена на расстоянии 10^2 см, то при такой геометрии опыта эффектами пространственной некогерентности мы можем пренебречь, хотя источник будет содержать порядка 10^6 излучающих атомов.

Если в окрестности точки наблюдения налагаются два разных цуга, и так как разность фаз между ними в течение экспозиции меняется случайным образом, то интерференционная картина не будет наблюдаться. Но, как будет показано далее, при большом количестве излучающих атомов, наложение цугов, излученных этой совокупностью атомов, может создать интерференционную картину.

Пусть число атомов источника, начинающих излучение в течение единицы времени, равно N_0 . Тогда, начиная с некоторого момента времени t и в течение промежутка времени dt , число атомов источника, начинающих излучение, будет $N_0 dt$. Если этот промежуток времени dt намного меньше, чем период колебаний T характеристического излучения, то можно считать, что все $N_0 dt$ атомов излучают в фазе. Если ко-

личество атомов источника довольно большое, то можно также считать, что как N_0 , так и $N_0 dt$ почти не зависят от времени.

Для дальнейшего изложения воспользуемся рис. 1, где А в данном случае будет уже не отдельным излучающим атомом, а совокупностью таких атомов. Обозначим через τ промежуток времени, за который атом излучает один цуг. Тогда каждый цуг пройдет через расщепитель В за этот же промежуток времени τ . Когда источник А начнет излучение, то, пока первый прибывший в точку В цуг пройдет через нее, к этой точке подойдут еще $N_0 \tau$ цугов, после чего с небольшой неточностью это число сохранится, — т. е. сколько цугов подойдут к точке В, столько же выйдут из нее. Если в некоторый момент t фазу конца цуга, находящегося в точке В, обозначим через ωt , где ω — частота колебаний волны, то фаза начала цуга, подошедшего к точке В, будет нуль. В точке В фазы остальных цугов, которые в момент t еще не полностью прошли через нее, будут меняться от нуля до $\omega \tau$. Таким образом, для амплитуды суммарной волны в точке В находим

$$S_B = S_0 N_0 \int_0^{\tau} e^{i\omega t} dt = S_0 N_0 \frac{2}{\omega} \sin \frac{\omega \tau}{2} e^{i \frac{\omega}{2} \tau}, \quad (3)$$

где S_0 — амплитуда волны одного цуга.

В предыдущем пункте мы отметили, что разные цуги даже одного и того же атома некогерентны друг относительно друга. Это становится особенно наглядным в случае совокупности излучающих атомов, так как при экспозиции в окрестности точки Е огромное количество расщепленных цугов попарно налагаются друг на друга, причем от пары к паре разность фаз меняется случайным образом.

Отметим, что некогерентность цугов имеет двоякий характер. Разные цуги некогерентны друг относительно друга, во-первых, потому, что отличаются фазами, причем это различие носит случайный характер; во-вторых — таким же случайным образом они различаются и по структуре. По-видимому, для рентгеновского характеристического излучения, как это указывалось выше, вторая причина несущественна, и при выводе (3) мы предполагали, что структуры цугов идентичны. В этом случае некогерентность цугов друг относительно друга происходит из-за нерегулярности (случайности) по времени их излучения. При совокупности большого числа излучающих атомов в любой момент времени будет достаточное количество атомов, начинающих излучать в этот момент, и, следовательно, все цуги, излученные одновременно, будут иметь одинаковые фазы, если, конечно, они имеют идентичные структуры. Цуги, излученные в различные моменты, будут отличаться по фазе. Именно это различие по времени рождения цугов и учтено в выражении (3).

Таким образом, приближением (если это можно считать приближением) выражения (3) является то, что при его выводе предположена идентичность структур различных цугов.

Перейдем к рассмотрению временной когерентности характеристического излучения совокупности атомов. В точке В (рис. 1) пучок расщепляется на два пучка, распространяющихся по направлениям ВСЕ и ВДЕ. Предположим, что они проходят пути ВСЕ и ВДЕ за времена t_1 и t_2 соответственно. Если интенсивности волн, распространяемых по этим направлениям, — равны, то в точке Е суммарна волна будет

$$S_E = \frac{1}{2} S_0 N_0 \frac{2}{\omega} \sin \frac{\omega \tau}{2} (e^{i\omega t_1} + e^{i\omega t_2}) =$$

$$= S_0 N_0 \exp \left[i \frac{\omega}{2} (\tau + t_1 + t_2) \right] \cos \frac{\omega \sigma}{2}, \quad (4)$$

где $\sigma = (t_2 - t_1)$ — время запаздывания.

В случае, когда источником являлся один атом и время запаздывания было больше, чем длительность цуга ($\sigma > \tau$), интерференционная картина исчезала. Однако в случае характеристического излучения совокупности атомов интерференционная картина сохранится тогда, когда время запаздывания превышает время излучения цуга.

Этот неожиданный вывод является результатом предположения идентичности цугов. Для наглядности воспользуемся рис. 3. На рисунке показаны группы цугов в виде отрезков, причем каждый отрезок соответствует группе, излученной источником за промежуток времени dt . Например, отрезок АВ соответствует состоящей из $N_0 dt$ цугов группе, излученной в промежутке времени от t до $(t + dt)$, CD — соответствует группе, состоящей из такого же числа цугов, но излученной в промежутке времени от $(t + dt)$ до $(t + 2dt)$ и т. д. Каждая группа (отрезок), таким образом, состоит из $N_0 dt$ одинаковых и почти одновременно излученных цугов и отстает от предыдущей группы на промежуток времени dt и на расстояние cdt , где c — скорость света. Длины всех групп одинаковы и равны $c \times \tau$. Как это видно из рис. 3, после начала излучения источника, начиная с некоторого момента времени t , отстоящего от начала излучения на промежуток времени, равный τ , т. е. длительности излучения атомом одного цуга, число групп, подобных АВ (интенсивность излучения), принимает почти стационарное значение n , равное τ/dt . Таким образом, для числа цугов, одновременно присутствующих в излучении совокупности атомов, находим

$$N = N_0 dt n = \tau N_0,$$

т. е. при установленной интенсивности излучения совокупности атомов в любой момент в пучке присутствуют столько цугов, сколько излучаются в течение времени τ .

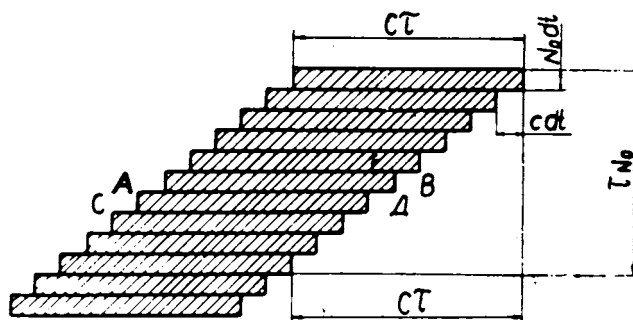


Рис. 3. К выводу числа цугов, одновременно присутствующих в характеристическом излучении совокупности атомов:

τ — время излучения цуга; σ — время запаздывания; N_0 — число атомов источника, начинающих излучение в течение единицы времени; АВ и CD — группы, состоящие из $N_0 dt$ цугов; c — скорость света; N — число цугов, одновременно присутствующих в излучении совокупности атомов.

Итак, на основе вышеизложенного приходим к следующим выводам.

1. Предположение о том, что отдельные части одного и того же цуга рентгеновского характеристического излучения совершенно различны по своей структуре, приводит к тому, что интерференционная картина в пространстве наложения интерферирующих пучков, полученных расщеплением данного цуга, уже при малом нарушении равенства путей, пройденных этими пучками, должна полностью исчезнуть. Однако, как показывает эксперимент, интерференция наблюдается и в случаях, когда разность путей интерферирующих пучков достаточно большая, но меньше, чем длина цуга.

2. По-видимому, рентгеновское характеристическое излучение идентично по структуре и некогерентность цугов друг относительно друга происходит из-за нерегулярности их излучения по времени. Поэтому в случае, когда источником является рентгеновское характеристическое излучение совокупности атомов, интерференционная картина сохраняется и тогда, когда время запаздывания σ расщепленных пучков друг относительно друга превышает время излучения τ .

Во второй части этой работы рассмотрена пространственная когерентность при кинематическом рассеянии рентгеновского характеристического излучения.

Кафедра физики твердого тела

Поступила 27.04.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Laue M. Röntgenstrahlinterferenzen. Frankfurt am Main, 1960.
2. Darwin C. G. The theory of X-ray reflection.—Phil. Mag., 1914, v. 27, p. 315.
3. Ewald P. P. Zur Begründung der Kristalloptik.—Ann. d. Phys., 1917, v. 54, p. 519.
4. Zachariasen W. H. Theory of X-ray Diffraction in Crystals. N. Y.: 1945.
5. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1950.
6. Иверонова В. И., Ревкевич Г. П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. Изд-во МГУ, 1972.
7. Пинскер З. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М.: Наука, 1974.
8. Azaroff V., Kaplow R., Kato N., Weiss R. J., Wilson A. J., Young R. A. X-ray Diffraction. N. Y.: 1974.
9. Kato N. Spherical-wave theory of dynamical X-ray diffraction for absorbing perfect crystals.—J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 2225.
10. Труни К. Г., Варданян Д. М., Левонян Л. В., Безирганян П. А. Препринт ЕГУ, 1973.
11. Азизян С. Л., Безирганян П. А. Динамическая теория интерференции рентгеновских лучей с учетом затухания волны в поглощающих кристаллах.—Молодой научный работник ЕГУ, 1973, т. 18, с. 61.
12. Verdet E. Ecole Normale Superieure.—Ann. Sci., 1865, v. 2, p. 291.
13. Давыдова И. Н., Денисюк Ю. Н. О голографии интенсивностей.—Оптика и спектроскопия, 1969, т. 26, с. 408.
14. Денисюк Ю. Н. Об отражении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения.—ДАН СССР, 1962, т. 144, с. 1275.
15. Gabor D. A new microscopic principle.—Nature, London: 1948, v. 161, p. 777.
16. Gabor D. Microscopy by reconstructed Wave-Fronts.—Proc. Roy. Soc., London: 1950, v. 166, p. 315.
17. Leith E. N., Upatnieks J. Reconstructed wavefronts and communication theory.—J. Opt. Soc. Am., 1962, v. 52, p. 1123.

18. Leith E. N., Upatnieks J. Wavefront reconstruction with continuous stone transparencies.—J. Opt. Soc. Am., 1963, v. 53, p. 522.
19. Егнազարյան А. М., Ростомյան А. Г., Безирганян П. А. Мат. Всесоюзн. совещ. по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей. Ереван: Изд-во ЕГУ, 1978, с. 104.
20. Егнազարյան А. М., Ростомյան А. Г., Безирганян П. А. Мат. Всесоюзн. совещ. по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей. Ереван: Изд-во ЕГУ, 1978, с. 109.
21. Егнազարյան А. М., Ростомյան А. Г., Григорян А. М., Безирганян П. А. Тез. Докладов всесоюзн. совещ. 50 лет отеч. рентг. приборостроения. Ленинград: 1978, с. 196.
22. Егнազարյան А. М., Ростомյան А. Г., Безирганян П. А. О пространственной когерентности излучения выходящего из рентгеновского резонатора.—ДАН Арм. ССР, 1978, Физика XVI, т. 228, с. 44.
23. Безирганян А. П., Безирганян П. А. Угловая когерентность рентгеновских лучей и вопросы их фокусировки.—Изв. АН Арм. ССР, 1980, Физика, вып. 15, с. 103.
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
25. Франсон М. П., Сланский С. И. Когерентность в оптике. М.: Наука, 1967.
26. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971.

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ, Հ. Պ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ

ԻՆՆՏԿԵՆՑԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՀԵՐԵՆՏՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԵՐ (1)

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքի առաջին մասում քննարկված է ունեցողական բնութագրական ճառագայթման ցուցերի համասեռությունը ըստ կառուցվածքի:

Ցույց է տրված, որ ատոմների համախմբի ունեցողական բնութագրական ճառագայթման դեպքում ինտերֆերենցիոն պատկերը պահպանվում է նաև այն ժամանակ, երբ ինտերֆերենցիոն փնջերի ուշացման σ ժամանակը գերազանցում է ցուգի ճառագայթման τ ժամանակը: