

6. Барсуков К. А., Григорян Г. А. Радиотехника и электроника, 21, 57 (1976).  
 7. Барсуков К. А., Григорян Г. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 329 (1980).  
 8. Загороднов О. Г. и др. ЖТФ, 31, 297 (1961).

## ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՍԵՂՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Գ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Շարժական սահմանով ռեզոնատորների ուսումնասիրման համար հեղինակների կողմից առաջարկված մեթոդի օգնությամբ լուծված է հարթ ոչ ստացիոնար ռեզոնատորում մագնիսական դաշտի սեղման խնդիրը: Նշված ռեզոնատորում դաշտերի համար ստացված են հասարակ և ակնհերս արտահայտություններ կախված ժամանակից և կորդինատներից: Հետազոտված են երկու ռեզոնանսներ, երբ ռեզոնատորի պատը սկսում է շարժվել հավասարաչափ կամ հավասարաչափ արագացող ձևով: Վերջին դեպքը թույլատրում է հետևել դաշտերի վերարաշխմանը ռեզոնատորի պատի թափառքի ժամանակ:

## TO THE THEORY OF ELECTROMAGNETIC FIELD CONTRACTION

K. A. BARSUKOV, G. A. GRIGORIAN

Using the earlier proposed method of the analysis of cavities having variable boundaries, a simple solution to the problem of magnetic field contraction in a plane nonstationary cavity is given. Simple and clear expressions for the coordinate and time dependences of fields in such a cavity are obtained. The cases of uniform and uniformly accelerated motions of the boundary are considered. The latter case makes an opportunity of following the redistributions of fields in the process of acceleration of the cavity boundary.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 9—15 (1982)

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРИРОДЫ ИХ ПОЛЯРИЗАЦИИ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, А. П. БЕЗИРГАНЯН

При исследовании рассеяния рентгеновского излучения предполагают, что падающий первичный пучок либо полностью поляризован, либо полностью неполяризован [1—3]. Однако, как известно [4, 5], в практически реализуемых случаях первичный пучок бывает только частично поляризованным. Не изучена внутренняя структура волн, поляризованных при отражении и преломлении, а также влияние такой структуры на интерференционные и дифракционные эффекты рентгеновских лучей. Степень когерентности первичного пучка рентгеновского излучения обусловлена как размерами источника, его расстоянием от образца и длительностью когерентного излучения, так и степенью поляризации пучка. Поэтому для полноты исследования вопросов когерентности необходимо исследовать и вопросы поляризации рентгеновского излучения. Характер поляризации, в свою очередь, существенно зависит от механизма возникновения излуче-

ния (рентгеновское характеристическое, тормозное, синхротронное излучения). Здесь мы будем рассматривать только характеристическое излучение.

Характеристическое излучение рентгеновских трубок, как и свет тепловых источников, есть совокупность некогерентных волн со всевозможными направлениями колебаний, нормальными к направлению распространения пучка. Электромагнитная волна, излучаемая при одном акте испускания каким-либо атомом, представляет собой полностью поляризованную волну, однако совокупность большого числа атомов дает неполяризованную (естественную) волну. Необходимо отметить, что направления поляризации меняются случайно и независимы не только для волн, испускаемых различными атомами, но и для волн, принадлежащих различным актам испускания одного и того же атома. Следовательно, характеристическое излучение рентгеновских трубок является неполяризованной (естественной) волной. При необходимости из естественной волны с помощью поляризаторов можно получить поляризованную волну. Рентгеновская волна поляризуется при рассеянии, отражении, преломлении, а также при аномальном поглощении, и если поляризация линейная и полная, то поляризованная волна представляет собой совокупность некогерентных волн, колебания которых происходят в одном определенном направлении. При поляризации естественного света или рентгеновского характеристического излучения каждый из векторов неполяризованной волны разлагается на две компоненты: одна — в направлении поляризации, причем эта компонента задерживается поляризатором, а другая — перпендикулярно к ней, т. е. в направлении колебаний электрического вектора поляризованной волны, из которой и формируется линейно поляризованная волна. Таковую волну удобно называть естественной линейно поляризованной волной.

Таким образом, естественная линейно поляризованная волна является совокупностью некогерентных волн, колебания которых происходят в одном определенном направлении. Обычно при расчетах рентгеновских или оптических интерференционных картин не учитывают вышеуказанную некогерентную внутреннюю структуру естественной линейно поляризованной волны. При таких расчетах естественный свет или характеристическое рентгеновское излучение заменяется двумя некогерентными волнами, поляризованными во взаимно перпендикулярных направлениях, средняя энергия которых определяется следующим образом:

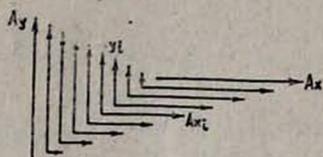
$$J_x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A^2 \cos^2 \alpha \, d\alpha = \frac{A^2}{2},$$

$$J_y = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A^2 \sin^2 \alpha \, d\alpha = \frac{A^2}{2},$$

где  $A$  — амплитуда волны, колебания которой происходят в одном направлении, причем предполагается, что во всех направлениях амплитуды в среднем одинаковы;  $\alpha$  — угол между амплитудой  $A$  и осью  $x$ , изменяющийся от 0 до  $2\pi$ . Нетрудно, однако, убедиться, что эти взаимно перпендикулярно

поляризованные волны имеют сложную структуру и отдельные пары компонентов оптически связаны друг с другом. Действительно, если амплитуды естественного излучения спроектировать на два взаимно перпендикулярных направлений, то получим картину, изображенную на рис. 1. Каждая из

Рис. 1. Структура взаимно перпендикулярных поляризованных волн, полученных от естественной волны.



составляющих волн с амплитудой  $A_i$  естественного излучения разлагается на две компоненты:  $A_{x_i} = A_i \cos \alpha_i$  и  $A_{y_i} = A_i \sin \alpha_i$ , когерентные друг относительно друга. Как компоненты взаимно перпендикулярных направлений, так и все компоненты одного и того же направления, принадлежащие разным составляющим волнам, некогерентны друг относительно друга. Пренебрежение вышеуказанными свойствами компонентов естественной волны в отдельных случаях может привести к недоразумениям.

### Интерференция взаимно перпендикулярных компонентов колебаний рентгеновского характеристического излучения

Суммы взаимно перпендикулярных компонентов амплитуд составляющих волн неполяризованного рентгеновского характеристического излучения можно представить следующим образом:

$$A_x = \sum_{\sigma} A_{x_{\sigma}} = \sum_{\sigma} A_{\sigma} \cos \alpha_{\sigma}, \quad (1a)$$

$$A_y = \sum_{\sigma} A_{y_{\sigma}} = \sum_{\sigma} A_{\sigma} \sin \alpha_{\sigma}, \quad (1b)$$

где  $\alpha_{\sigma}$  — угол между осью  $x$  и направлением колебаний составляющей волны с амплитудой  $A_{\sigma}$  (см. рис. 2).

Определим энергию колебаний, происходящих в направлении  $AB$ , составляющем угол  $\theta$  с осью  $x$ , после того, как между  $x$ - и  $y$ -компонентами каким-то образом возникла разность фаз величиной  $\epsilon$  (см. рис. 3). Для мгновен-

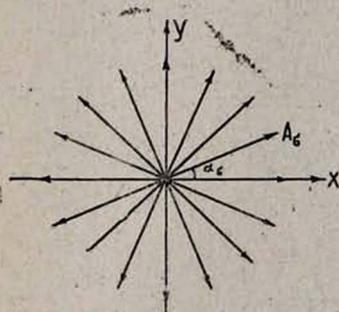


Рис. 2.

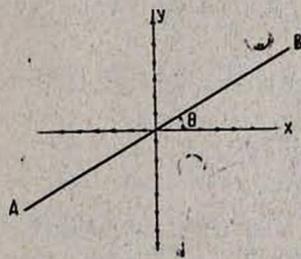


Рис. 3.

Рис. 2.  $\alpha_{\sigma}$  — угол между осью  $x$  и направлением колебаний составляющей волны с амплитудой  $A_{\sigma}$ ;  $\alpha_{\sigma}$  принимает значения в пределах от 0 до  $2\pi$ .

Рис. 3. К определению энергии колебаний, происходящих в направлении  $AB$ , составляющем угол  $\theta$  с осью  $x$ .

венных значений суммарной амплитуды и интенсивности колебаний в направлении  $AB$  получаем

$$A_0 = \sum_{\sigma} A_{x_{\sigma}} \cos \theta \cos \omega t_{\sigma} + \sum_{\sigma} A_{y_{\sigma}} \sin \theta \cos (\omega t_{\sigma} + \varepsilon), \quad (2a)$$

$$J_0 = A_0 A_0^* = \left[ \sum_{\sigma_1} (A_{x_{\sigma_1}} \cos \theta \cos \omega t_{\sigma_1} + A_{y_{\sigma_1}} \sin \theta \cos (\omega t_{\sigma_1} + \varepsilon)) \right] \times \\ \times \left[ \sum_{\sigma_2} (A_{x_{\sigma_2}}^* \cos \theta \cos \omega t_{\sigma_2} + A_{y_{\sigma_2}}^* \sin \theta \cos (\omega t_{\sigma_2} + \varepsilon)) \right]. \quad (2b)$$

Усредним по времени мгновенную интенсивность  $J_0$ . В произведении (2б) среднее значение членов вида  $A_{x_{\sigma_1}} A_{x_{\sigma_2}}^*$ ,  $A_{x_{\sigma_1}} A_{y_{\sigma_2}}^*$ ,  $A_{y_{\sigma_1}} A_{x_{\sigma_2}}^*$ ,  $A_{y_{\sigma_1}} A_{y_{\sigma_2}}^*$ , у которых  $\sigma_1 \neq \sigma_2$ , равно нулю, так как в этом случае мы имеем произведения компонентов разных векторов  $A_{\sigma_1}$  и  $A_{\sigma_2}$ , которые сами оптически независимы, т. е. некогерентны друг относительно друга. Поэтому из (2б), имея в виду (1а) и (1б), для средней по времени интенсивности колебаний в направлении  $AB$  получаем

$$\langle J_0 \rangle = A^2 \left\langle \sum_{\sigma} [\cos^2 \alpha_{\sigma} \cos^2 \theta \cos^2 \omega t_{\sigma} + \sin^2 \alpha_{\sigma} \sin^2 \theta \cos^2 (\omega t_{\sigma} + \varepsilon) + \right. \\ \left. + 2 \cos \theta \sin \theta \cos \alpha_{\sigma} \sin \alpha_{\sigma} \cos \omega t_{\sigma} \cos (\omega t_{\sigma} + \varepsilon)] \right\rangle. \quad (3)$$

При выводе (3) было предположено также, что абсолютные значения векторов  $A_{\sigma}$  одинаковы:

$$A_1 A_1^* = A_2 A_2^* = \dots = A_{\sigma} A_{\sigma}^* = \dots = A^2.$$

Допустим, что сдвиг фаз  $\varepsilon$  между  $x$ - и  $y$ -компонентами векторов равен  $\pi/2$ . Определим интенсивность колебаний в направлениях  $\theta = \pi/4, 0$  и  $\pi/2$ .

1) При  $\theta = \pi/4$  из (3) получаем

$$J_{\frac{\pi}{4}} = A^2 \left\langle \sum_{\sigma} \left\{ \frac{1}{2} \cos^2 \alpha_{\sigma} \cos^2 \omega t_{\sigma} + \frac{1}{2} \sin^2 \alpha_{\sigma} \sin^2 \omega t_{\sigma} + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \alpha_{\sigma} \cos \omega t_{\sigma} \sin \alpha_{\sigma} \sin \omega t_{\sigma} \right\} \right\rangle. \quad (4)$$

В рассматриваемом случае  $x$ - и  $y$ -компоненты равны, т. е.

$$A_{\sigma} \cos \alpha_{\sigma} \cos \omega t_{\sigma} \cos \frac{\pi}{4} = A_{\sigma} \sin \alpha_{\sigma} \sin \omega t_{\sigma} \sin \frac{\pi}{4},$$

откуда имеем

$$\cos^2 \omega t_{\sigma} = \sin^2 \alpha_{\sigma}. \quad (5)$$

Имея в виду последние выражения, из (4) находим

$$J_{\frac{\pi}{4}} = 2 A^2 \sum_{\sigma} \sin^2 \alpha_{\sigma} \cos^2 \alpha_{\sigma} = \frac{1}{2} A^2 \sum_{\sigma} \sin^2 2 \alpha_{\sigma}. \quad (6)$$

Такой же результат получается и при помощи эллипсов поляризации. Действительно, вращение конца вектора, выражающего суммарное колеба-

ние компонентов  $A_\sigma$ , имеющих величины  $x_\sigma = A_\sigma \cos \alpha_\sigma \cos \omega t_\sigma$  и  $y_\sigma = A_\sigma \sin \alpha_\sigma \sin \omega t_\sigma$ , описывается эллипсом

$$\frac{x_\sigma^2}{A_x^2} + \frac{y_\sigma^2}{A_y^2} = 1 \quad (7)$$

с полуосями  $A_x = A_\sigma \cos \alpha_\sigma$  и  $A_y = A_\sigma \sin \alpha_\sigma$ . При этом количество эллипсов соответствует количеству векторов  $A_\sigma$ . При изменении угла  $\alpha_\sigma$  от нуля до  $\pi/2$  полуось  $A_x$  принимает значения от  $A = |A_\sigma|$  до нуля, а полуось  $A_y$  — от нуля до  $A$ . Направлению  $\theta = \pi/4$  соответствует соотношение  $x_\sigma = y_\sigma$  или

$$x_\sigma^2 = y_\sigma^2 = A_\sigma^2 \cos^2 \alpha_\sigma \sin^2 \alpha_\sigma. \quad (8)$$

Интенсивность же колебаний в данном направлении пропорциональна величине  $x_\sigma^2 + y_\sigma^2$ , откуда, пользуясь выражением (8), получаем (6). Так как плотность  $n$  векторов  $A_\sigma$  в единичном угле очень большая, то в выражении (6) суммирование можно заменить интегрированием:

$$J_{\frac{\pi}{4}} = \frac{n}{2} A^2 \int_0^{2\pi} \sin^2 2\alpha \, d\alpha = \frac{1}{2} n\pi A^2. \quad (9)$$

2) Для интенсивностей в направлениях  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi/2$ , в которых  $\omega t_\sigma$  принимает значения соответственно нуль и  $\pi/2$ , из выражения (3) имеем

$$J_0 = J_{\frac{\pi}{2}} = A^2 \sum_{\sigma} \cos^2 \alpha_\sigma = A^2 \sum_{\sigma} \sin^2 \alpha_\sigma. \quad (10)$$

Заменяя суммирование интегрированием, получаем

$$J_0 = J_{\frac{\pi}{2}} = nA^2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \alpha \, d\alpha = n\pi A^2. \quad (11)$$

Таким образом,  $J_0 = J_{\frac{\pi}{2}} = 2J_{\frac{\pi}{4}}$ , и мы приходим к следующему важному выводу: учет внутренней структуры естественного рентгеновского характеристического излучения или света при наличии взаимного запаздывания перпендикулярных друг относительно друга компонент, на которые можно разложить это излучение или естественный свет, приводит к анизотропному распределению колебаний в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения.

На рис. 4 показано распределение максимальных амплитуд колебаний вокруг направления распространения падающего пучка при наличии разности фаз  $\pi/2$  между перпендикулярными друг к другу компонентами этих колебаний. Для получения этой картины были проведены следующие расчеты. Конец электрического вектора составляющей волны с амплитудой  $A_\sigma$  неполяризованного излучения при разности фаз  $\pi/2$  между взаимно перпендикулярными компонентами этой волны описывает эллипс

$$\left( \frac{E_{x_\sigma}}{A_\sigma \cos \alpha_\sigma} \right)^2 + \left( \frac{E_{y_\sigma}}{A_\sigma \sin \alpha_\sigma} \right)^2 = 1. \quad (12)$$

Величина же электрического вектора  $E_\sigma$  вдоль некоторого направления, составляющего угол  $\theta$  с осью  $x$ , должна удовлетворять следующим соотношениям:

$$E_{x_\sigma} = E_{\theta_\sigma} \cos \theta, \quad E_{y_\sigma} = E_{\theta_\sigma} \sin \theta. \quad (13)$$

Таким образом, из (12) и (13) получаем

$$\bar{E}_{\theta_\sigma} = \frac{A_\sigma \cos \alpha_\sigma \sin \alpha_\sigma}{\sqrt{\cos^2 \theta \sin^2 \alpha_\sigma + \cos^2 \alpha_\sigma \sin^2 \theta}}, \quad (14)$$

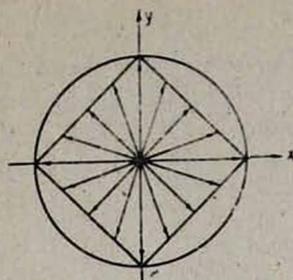


Рис. 4. Пространственное распределение амплитуд вокруг направления распространения волны при  $\varepsilon = \pi/2$ .

откуда, в зависимости от  $\alpha_\sigma$  при данном значении  $\theta$ , можно найти максимальное значение —  $E_{\theta_\sigma, \max}$ . На рис. 4 приведены значения  $E_{\theta_\sigma, \max}$  при значениях  $\theta$  от 0 до  $2\pi$ . Как видно из этого рисунка, максимальные амплитуды в направлениях  $\theta=0$  и  $\pi/2$  в  $\sqrt{2}$  раз больше максимальной амплитуды в направлении  $\theta = \pi/4$ .

Возникает вопрос, можно ли экспериментально обнаружить такое неоднородное угловое распределение амплитуд, а следовательно и интенсивностей. Дело в том, что оптические поляризационные анализаторы пропускают не только электромагнитные колебания, происходящие в строго определенном направлении, но и проекции колебаний, происходящих в других направлениях. Наши же расчеты были проведены с учетом условия (5), которое указывает на то, что векторная сумма двух взаимно перпендикулярных компонентов направлена точно под углом  $\theta$  относительно оси  $x$ , т. е. интенсивности в данном направлении рассчитаны только для колебаний, происходящих строго в этом направлении. Для выяснения этого вопроса рассчитаем энергию суммарных колебаний в направлении, составляющем угол  $\theta$  с осью  $x$ , с учетом также проекций колебаний на это направление, векторные суммы двух взаимно перпендикулярных компонентов которых направлены относительно оси  $x$  под углами, отличающимися от  $\theta$ . С этой целью усредним по времени выражение (3), заменив предварительно суммирование интегрированием:

$$J = \frac{n}{2} A^2 \left\{ \cos^2 \theta \int_0^{2\pi} \cos^2 \alpha d\alpha + \sin^2 \theta \int_0^{2\pi} \sin^2 \alpha d\alpha \right\} = \frac{1}{2} n \pi A^2. \quad (15)$$

Таким образом, получаем, что интенсивность в этом случае не зависит от направления. Приходим к выводу, что для выявления неоднородного характера распределения амплитуд необходимо разработать новую методику. Остается невыясненной также и степень влияния такого неоднородного распределения амплитуд на дифракционные явления. Результаты этих исследований будут опубликованы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, Изд. ИЛ, М., 1950.
2. Пинскер Э. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, М., 1974.
3. Иверонова В. И., Ревкевич Г. П. Теория рассеяния рентгеновских лучей, Изд. МГУ, 1972.
4. Бори М., Вольф Э. Основы оптики, Изд. Наука, М., 1970.
5. Перина Я. Когерентность света, Изд. Мир, М., 1974.
6. Каули Дж. Физика дифракции, Изд. Мир, М., 1979.

### ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅՔՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՆ ԵՎ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԿԱԽՎԱԾ ՆՐԱՆՑ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԲՆՈՒՅՑՈՒՑ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՍԱՆ, Հ. Պ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՍԱՆ

*Դիտարկված է բևեռացված բնական ունեղենյան բնութագրական ճառագայթման ներքին կառուցվածքը: Ցույց է տրված, որ շրենոացված ճառագայթման փոխուղղահայաց կոմպոնենտների միջև ֆազերի տարբերության առաջացման դեպքում ի հայտ է գալիս անսովորաբաների ոչ համասեռ անկյունային բաշխում:*

## THE INTERFERENCE AND DIFFRACTION OF X-RAYS IN DEPENDENCE OF THEIR POLARIZATION

P. A. BEZIRGANYAN, A. P. BEZIRGANYAN

The internal structure of a polarized natural X-ray characteristic wave is considered. It is shown, that at the formation of a phase difference between mutually perpendicular components of the unpolarized radiation there arises an inhomogeneous angular distribution of amplitudes.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 15—21 (1982)

## УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ ЭПР ИОНОВ С $S = 3/2$ В СЛУЧАЕ БОЛЬШИХ НАЧАЛЬНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЙ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛЯХ РОМБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

А. К. ПЕТРОСЯН

### В в е д е н и е

Расчет угловой зависимости спектров ЭПР ионов с электронным спином  $S = 3/2$  в сильном кристаллическом поле аксиальной симметрии проведен в ряде работ [1—4]. Однако случай, когда наряду с аксиальным членом в гамильтониане присутствует и член ромбической симметрии, не исследован полностью. В работах [5—8], например, приведены выражения