Böcking H. // J. Phys. B. 1988. V. 21. N 4. P. 611–621.
[2] McGuier J.H., Müller A., Schuch B., Groh W., Salzborn E. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. N 6. P. 2479–2483.

[3] McGuier J.H., Weaver L. // Phys. Rev. A. 1977. V. 16. N 1. P. 41–47.
[4] Ben-Itzak I., Groy T.J., Legg J.C., McGuier J.H. // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. N 10. P. 3685–3691.
[5] Матвеев В.И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6. С. 2021–2025.
[6] Матвеев В.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 6. С. 1176–1177.
[7] Алимов Р.А., Матвеев В.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 9. С. 158–161.
[8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
[9] Федорюк М.В. Асимтотика, интегралы и ряды. М.: Наука, 1987. 444 с.

Ташкентский государственный университет

Поступило в Редакцию 7 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

01; 07

АХРОМАТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

И.Н. Сисакян, А.М. Смолович

Изофазная поверхность при интерференции двух геометрооптических волн обладает способностью восстанавливать эйконал одной из волн при отражении от нее второй волны [1]. В [2] обращено внимание, что это свойство не зависит от длины волны восстанавливающего излучения. Хотя исторически данный механизм восстановления поля был предложен для трехмерных голограмм, фактически он существенно отличается от голографического и представляет самостоятельный интерес.

Пусть объектная $A_0(\vec{r})\exp[ikL_0(\vec{r})]$ и опорная $A_R(\vec{r})\exp[ikL_R(\vec{r})]$ волны удовлетворяют скалярным уравнениям геометрической оптики. Здесь $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, λ – длина волны излучения, $L_0(\vec{r})$ и $L_R(\vec{r})$ – эйконалы волн, $A_0(\vec{r})$ и $A_R(\vec{r})$ амплитудные функции, $\vec{r}$ – координатный вектор. Интенсивность интерференционного поля этих волн будет определяться выражением

$$A_o^2(\vec{r})+A_R^2(\vec{r})+2A_o(\vec{r})A_R(\vec{r})\cos\left\{k\left[L_R(\vec{r})-L_o(\vec{r})\right]\right\}. \qquad (1)$$

Сначала рассмотрим случай, когда регистрируется плоская голограмма. Пусть голограмма восстанавливается волной $A_R(\vec{r})\exp\left[ik'L_R(\vec{r})\right]$, где волновое число $k'=\frac{2\pi}{\lambda'}$ может отличаться от того, которое было при регистрации. В результате взаимодействия восстанавливающей волны с голограммой результирующее поле может быть представлено в виде суммы [3], где член, связанный с восстановлением изображения, будет пропорционален величине

$$A_o(\vec{r})A_R^2(\vec{r})\exp\left[ik'L_R(\vec{r})\right]\cos\left\{k\left[L_R(\vec{r})-L_o(\vec{r})\right]\right\}=$$

$$=A_o(\vec{r})A_R^2(\vec{r})\exp\left\{i\left[(k'-k)L_R(\vec{r})+kL_o(\vec{r})\right]\right\}+$$

$$+A_o(\vec{r})A_R^2(\vec{r})\exp\left\{i\left[(k'+k)L_R(\vec{r})-kL_o(\vec{r})\right]\right\}. \qquad (2)$$

Первое и второе слагаемое в правой части (2) соответствуют основному и сопряженному изображениям. Волна, соответствующая первому слагаемому, будет иметь эйконал[1]

$$\frac{\lambda'}{\lambda}L_o(\vec{r})+\left(1-\frac{\lambda'}{\lambda}\right)L_R(\vec{r}). \qquad (3)$$

Отсюда следует, что эйконал объектной волны будет восстанавливаться только при $\lambda'=\lambda$. При произвольном λ' выражение (3) описывает дисперсию и для случая плоских волн приводит к формуле решетки, а для сферических волн к формулам Мейера [4].

Теперь, согласно [1], рассмотрим поверхности, на которых аргумент косинуса в (1) принимает постоянное значение. Будем для краткости называть эти поверхности изофазными, хотя более точно это поверхности постоянства разности фаз интерферирующих волн или поверхности, равной интенсивности суммарного поля. Эти поверхности будут описываться уравнением

$$L_R(\vec{r})-L_o(\vec{r})=P, \qquad (4)$$

где P – константа для данной изофазной поверхности. При геометрическом отражении восстанавливающей волны $A_R(\vec{r})\exp\left[ik'L_R(\vec{r})\right]$

---

[1] Процесс дифракции восстанавливающей волны голограммой, конечно, не может быть описан в рамках геометрической оптики, однако это не противоречит тому, что восстановленная волна может быть геометрооптической.

от поверхности (4), фаза $k'L_{отр}(\vec{r})$ отраженной волны на этой поверхности совпадает с фазой падающей волны [5]:

$$k'L_{отр}(\vec{r}) = k'L_R(\vec{r}). \tag{5}$$

Из (4) и (5) следует

$$L_{отр}(\vec{r}) = L_0(\vec{r}) + P, \tag{6}$$

т.е. с точностью до аддитивной константы эйконал объектной волны восстанавливается, в отличие от случая плоской голограммы, при произвольном значении k'. Отсюда также следует ахроматическое восстановление волнового фронта – поверхности $L_0(\vec{r}) = const$. Обратим внимание, что в (1) форма каждой изофазной поверхности не зависит от k, но расстояние между соседними поверхностями пучностей зависит. При постоянном локальном френелевском коэффициенте отражения информация, заключенная в амплитудной функции $A_0(\vec{r})$, будет теряться. Данный механизм восстановления имеет много общего с принципом действия киноформа [6]. Однако в отличие от стандартного киноформа, фазовая функция изофазной поверхности не лежит в интервале $[0, 2\pi]$.

Если интерференционная картина (1) регистрируется на трехмерной голограмме, то при восстановлении происходит интерференция волн, рассеянных различными изофазными поверхностями. Это приводит, как показано в [7] для практически важного случая, когда регистрирующая среда имеет форму плоскопараллельного слоя с поперечными размерами, значительно превышающими ее толщину, к возникновению дисперсии, соответствующей дифракции на интерференционной структуре в плоскости голограммы. С другой стороны, при увеличении толщины голограммы интенсивность рассеянных волн с $\lambda' \neq \lambda$ резко падает за счет брэгговских эффектов [1]. Поэтому для архроматического восстановления волнового фронта необходима разработка методов получения изолированной изофазной поверхности.

Список литературы

[1] Денисюк Ю.Н. // Оптика и спектроскопия. 1963. Т. 15. В. 4. С. 522–532.

[2] Stetson K.A. // Laser Focus. 1967. V. 3. N 5. P. 25–29.

[3] Gabor D. // Proc. Roy. Soc. 1949. V. A 197. P. 454–487.

[4] Meir R.W. // J. Opt. Soc. Amer. 1965. V. 55. N 8. P. 987–992.

[5] Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.

[6] Лезем Л.Б., Хирш Р.М., Джордан Д.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1969. № 12. С. 41–50.

[7] С и с а к я н И.Н., С м о л о в и ч А.М. В кн.: Компьютерная оптика. В. 7. М.: МЦНТИ, 1990. С. 56–60.

Центральное конструкторское бюро уникального приборостроения АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 9 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

01; 10

РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПУЧКОВ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

В.А. А р у т ю н о в, Н.А. К у д р я ш о в, О.А. М и ш и н, В.М. С а м с о н о в, М.Н. С т р и х а н о в

Использование нетрадиционных методов для получения поляризованных пучков частиц высокой энергии в настоящее время весьма актуально [1]. Предложенная в [2] кинематическая теория радиационной поляризации при отклонении лептонных пучков с помощью изогнутого кристалла (ИК) [3] не учитывает радиационные потери энергии и многократное рассеяние в кристалле. Хорошо известно, однако, что в кристалле при высоких энергиях происходит значительное сокращение радиационной длины [4], что делает необходимым более тщательный учет влияния радиационных процессов на поляризационные эффекты.

В настоящей работе предложено кинетическое уравнение для функции распределения радиационных потерь энергии частиц в поле изогнутых плоскостей кристалла с учетом многократного рассеяния. Проведены численные расчеты для лептонных пучков ТэВ-й энергии.

Уравнение Больцмана для функции распределения частиц в поле изогнутых плоскостей кристалла имеет вид

$$\frac{\partial f_\xi(t,E,p_x,x)}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_\xi}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{U}_{eff}}{\partial x}\,\frac{\partial f_\xi}{\partial p_x} = I^{e}_{st} + I^{rad}_{st}\,, \qquad (1)$$

где t – время (глубина), E – энергия частиц; p_x, v_x, x – поперечные (радиальные) импульс, скорость и координата; ξ – проекция вектора поляризации на ось изгиба кристалла, $\mathcal{U}_{eff}(x) = \mathcal{U}(x) - pvx/R$ – эффективный потенциал ИК, $\mathcal{U}(x)$ – потенциал плоскостей прямого кристалла, R – радиус изгиба. Упругую часть интеграла столкновений разложим по передаваемым импульсам