Краткие сообщения по физике № 6-1989 г.

УДК 621.372.31

ФОРМИРОВАНИЕ СЛАБОДИФРАГИРУЮЩИХ ПУЧКОВ В АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

А.Б. Валяев, С.Г. Кривошлыков

Представлены точные решения волнового уравнения для анизотропной кристаллической среды в виде узконаправленных недифрагирующих пучков бесселевого типа. Обсуждаются методы формирования и возможные практические применения таких пучков.

В /1/ обращено внимание на существование точного решения уравнения Гельмгольца для однородной среды в виде бесселева пучка нулевого порядка. Такой пучок аналогично бесконечной плоской волне не расплывается при распространении в свободном пространстве, но в отличие от последней имеет распределение энергии с характерным максимумом в поперечной плоскости. Для формирования такого пучка во всем пространстве требуется бесконечная энергия. Однако можно создать пучок, близкий к бесселеву в ограниченном пространстве. Такой пучок расплывается гораздо медленнее, чем пучок с гауссовым распределением амплитуды, ширина которого равна ширине центрального максимума бесселева пучка /2/.

Особенности дифракции ограниченных осесимметричных бесселевых пучков в сравнении с гауссовыми пучками и пучками с равномерным исходным распределением амплитуды по апертуре исследованы в /3/. Авторами этой работы показано, что до определенных расстояний бесселевы пучки обладают наибольшей максимальной амплитудой и значительно меньшим по сравнению с характерными поперечными размерами других пучков радиусом основного максимума.

В настоящей работе показано, что в анизотропной кристаллической среде также существуют точные решения волнового уравнения в виде пучков с характерным максимумом в центре. Обсуждаются методы генерации подобных пучков и возможные практические применения.

Волновое уравнение в неограниченных анизотропных кристаллических средах допускает точные решения в виде плоских волн /4/

$$E_j(\mathbf{r}, t) = E_{0j} \exp\,[i(k_0 \mathbf{n}\mathbf{r} - \omega t)], \tag{1}$$

где $j = x, y, z$, а значение вектора $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k_0$ определяется из уравнения Френеля:

$$n^2 \sum_j \epsilon^{(j)} n_j^2 + \sum_j n_j^2 \epsilon^{(j)} (\epsilon^{(j)} - \sum_p \epsilon^{(p)}) + \epsilon^{(x)} \epsilon^{(y)} \epsilon^{(z)} = 0. \tag{2}$$

Здесь $\epsilon^{(j)}$ – главные значения тензора диэлектрической проницаемости, $n = |\mathbf{n}|$, в качестве декартовых координат x, y, z выбраны главные значения тензора ϵ_{jp}. Уравнение (2) определяет в общем случае в координатах n_x, n_y, n_z поверхность волновых векторов четвертого порядка, причем каждому направлению $\mathbf{n}$ отвечают две плоские волны с различными значениями k.

Рассмотрим суперпозицию плоских волн (точных решений волнового уравнения в анизотропной среде) вида

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp\,[i(\beta z - \omega t)] \int_\Gamma \exp\,[i(k_x x + k_y y)]\, ds / \int_\Gamma ds. \tag{3}$$

Здесь интегрирование ведется вдоль замкнутой кривой Г, образованной сечением поверхности волновых векторов поверхностью, перпендикулярной направлению распространения (с фиксированной постоянной распространения β). Положим для определенности $\epsilon^{(x)} < \epsilon^{(y)}$. Тогда решение (3) при $\beta = k_0(\epsilon^{(y)})^{1/2}$ соответствует однородной плоской волне, при $k_0(\epsilon^{(x)})^{1/2} < \beta < k_0(\epsilon^{(y)})^{1/2}$ задает один пучок с характерным максимумом в центре, а при $\beta < k_0(\epsilon^{(x)})^{1/2}$ два пучка с различными направлениями поляризации. Такие пучки распространяются вдоль оси z, причем их свойства аналогичны бесселевым пучкам в однородном пространстве /1/. Основное отличие состоит в том, что ширина центрального максимума пучков (3) зависит от направления в поперечной плоскости φ.

В одноосных кристаллах $(\epsilon^{(x)} = \epsilon^{(y)})$ поверхность волновых векторов распадается на две различные поверхности: сферу и эллипсоид. Поэтому решения (3) представляют собой суперпозицию плоских волн, волновые вектора которых лежат на конусе эллиптического сечения для необыкновенных волн и кругового сечения для обыкновенных волн и имеют одинаковые компоненты волнового вектора вдоль направления распространения. Функциональный вид решений (3) для обыкновенных волн совпадает с выражениями /1/

$$E(\rho, z, t) = E_0 \exp\left[i(\beta z - \omega t)\right] J_0(\alpha\rho), \quad \rho = (x^2 + y^2)^{1/2} \tag{4}$$

и не зависит от направления распространения. Решения (3) для суперпозиции необыкновенных волн в общем случае сводятся к интегралу эллиптического типа. Например, при распространении излучения перпендикулярно оптической оси одноосного кристалла $(\epsilon^{(x)} = \epsilon^{(z)})$ эти пучки описываются функциями вида:

$$E(x, y, z, t) = E_0 (4bE(\theta))^{-1} \exp\left[i(\beta z - \omega t)\right] \int_0^{2\pi} \left[(a^2 \sin^2\varphi + b^2\cos^2\varphi)^{1/2} \times \right. \\ \left. \times \exp\left[i(ax\cos\varphi + by\sin\varphi)\right)\right] d\varphi, \tag{5}$$

где $a = (\epsilon^{(x)} k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$, $b = (\epsilon^{(y)} k_0^2 - \epsilon^{(y)}\beta^2/\epsilon^{(x)})^{1/2}$, $\theta = (b^2 - a^2)^{1/2}/b$, $E(\theta)$ – эллиптический интеграл второго рода /5/; причем при распространении таких пучков вдоль оптической оси $(\epsilon^{(x)} = \epsilon^{(y)})$ решения (5) совпадают с (4) (при $\alpha = (k_0^2\epsilon^{(z)} - \beta^2\epsilon^{(z)}/\epsilon^{(x)})^{1/2}$).

В лабораторных условиях пучок с распределением $J_0(\alpha\rho)$ в пределах круговой апертуры D формировался с помощью кольцевого отверстия, расположенного в задней фокальной плоскости линзы /2/. Экспериментально показано, что такой ограниченный бесселев пучок сохраняет свойства идеального пучка на расстояниях $z \sim \pi D/\lambda\alpha$. Пучок с распределением поля (3) можно экспериментально реализовать с помощью аналогичного устройства при замене кольцевого отверстия на отверстие, определяемое кривой Г, и соответствующим амплитудным пропусканием. Например, пучок с распределением поля (5) в одноосном кристалле можно сформировать с помощью эллиптического отверстия с амплитудным пропусканием вида $E_0 \propto (a^2\sin^2\varphi + b^2\cos^2\varphi)^{1/2}$.

Энергетическая эффективность описанных устройств для реализации пучков бесселевого типа низкая. Она определяется шириной кольца $\Delta d \ll \lambda f/D$ (f – фокусное расстояние линзы), которая сравнима с длиной волны излучения λ. Поэтому интенсивность сформированного бесселева пучка мала по сравнению с интенсивностью падающего излучения.

Можно предложить другой метод формирования таких пучков с помощью амплитудно-фазовых корректоров, которые преобразуют падающую волну в пучок с распределением поля в виде $J_0(\alpha\rho)$ или в случае кристаллов в виде (3). Такие корректоры могут быть синтезированы с помощью ЭВМ методами цифровой голографии, аналогично тому как это было сделано в /6, 7/ при синтезе модовых фильтров Гаусса – Лаггера и Гаусса – Эрмита. Синтезированные бесселевы фильтры обладают более широкими функциональными возможностями. Они позволяют формировать пучки в более широком диапазоне длин волн (оптический, ИК, субмиллиметровый). Кроме того, можно создавать чисто фазовые фильтры, что существенно повышает их энергетическую эффективность.

В частности, для реализации пучков с распределением поля в виде $J_0(\alpha\rho)$ можно использовать круговой фазовый корректор с линейной зависимостью фазы от расстояния ρ. Такой пучок можно также сформировать с помощью конического аксикона (аналога бипризмы Френеля). Принцип действия таких устройств аналогичен устройству с кольцевым отверстием, рассмотренному в /2/, а энергетическая эффективность существенно выше.

Таким образом, можно экспериментально реализовать слабодифрагирующие пучки, что может быть важно для задач лазерной технологии, взаимодействия излучения с веществом, нелинейной оптики и др.

Энергия в центральном максимуме (ЦМ) распределения интенсивности бесселева пучка приблизительно равна энергии в остальных максимумах. Поэтому увеличение длины, на которой ширина ЦМ и пиковая интенсивность бесселева пучка остаются практически постоянными, связано с увеличением его апертуры и уменьшением доли общей энергии пучка, переносимой в ЦМ /3, 8/.

Бесселевы пучки могут оказаться полезными при разработке оптических устройств слабочувствительных к продольным и сильночувствительных к поперечным смещениям. Они могут быть использованы в различных юстировочных устройствах, а также в системах записи и считывания оптической информации. При этом для записи информации целесообразно использовать нелинейный материал, реагирующий на некоторую пороговую плотность энергии, так чтобы из всего падающего излучения регистрировалась энергия ЦМ бесселева пучка.

После написания статьи появилась работа /9/, в которой сообщается об экспериментальной реализации бесселева пучка методами голографии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Durnin J. JOSA, 4, 381 (1987).
2. Durnin J., Miceli J. J., Eberly J. H. Phys. Rev. Lett., 58, 1499 (1987).
3. Пятахин М. В., Сучков А. Ф. Препринт ФИАН № 99, М., 1988.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1957.
5. Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. М., Наука, 1984.
6. Bartelt H. O. et al. Electr. Lett., 19, 247 (1983).
7. Голуб М. А. и др. Квантовая электроника, 11, 1869 (1984).
8. Ананьев Ю. А. Оптика и спектроскопия, 64, 1211 (1988).
9. Turunen G., Vasara A., Friberg A. Appl. Opt., 27, 59 (1988).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 10 января 1989 г.