1.5. Поляризация электромагнитных волн.

Под поляризацией электромагнитных волн понимают физическую характеристику излучения, описывающую поперечную анизотропию электромагнитных волн, т.е. неэквивалентность различных направлений в плоскости, перпендикулярной волновому вектору $\vec{k}$.

Первые указания на поперечную анизотропию светового луча были получены голландским ученым Х. Гюйгенсом в 1690 г. при опытах с кристаллами исландского шпата. Понятие “*поляризация света*” было введено в оптику И. Ньютоном в 1704 –1706 гг.

Поскольку векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в плоской электромагнитной волне перпендикулярны друг другу, для полного описания состояния поляризации волны требуется знание поведения лишь одного из них. Как правило, для этой цели выбирается вектор $\vec{E}$. Волна, испускаемая каким-либо отдельно взятым элементарным излучателем (атомом, молекулой), в каждом акте излучения всегда поляризована. Однако макроскопические источники состоят из огромного числа таких частиц-излучателей. Пространственные ориентации векторов $\vec{E}$ в моменты актов испускания волн отдельными частицами в большинстве случаев распределены хаотически. Поэтому в общем излучении ансамбля частиц направление вектора $\vec{E}$ в каждый момент времени непредсказуемо. Такое излучение называют *неполяризованным*, или *естественным светом*.

О *поляризованном* излучении говорят в том случае, когда изменение со временем пространственной ориентации вектора напряженности электрического поля волны $\vec{E}$ подчиняется некоторому закону. Свет называют полностью поляризованным, если две взаимно перпендикулярные компоненты (проекции) вектора $\vec{E}$ электромагнитной волны совершают колебания с постоянной во времени разностью фаз. *Плоскостью поляризации* или *плоскостью колебаний* называют плоскость, в которой лежат вектор напряженности электрического поля волны и волновой вектор $\vec{k}$ (в некоторых книгах, особенно старых, плоскостью поляризации называют плоскость, содержащую магнитный вектор $\vec{H}$).

До сих пор мы рассматривали *линейно поляризованный* свет или *плоско поляризованный* свет. Это относится к волнам, в которых вектор $\vec{E}$ колеблется в одном и том же направлении. Рассматривали суперпозицию двух волн с одинаковой линейной поляризацией.

Рассмотрим теперь также суперпозицию двух монохроматических волн одинаковой частоты, распространяющихся в одном направлении, задаваемом осью z. Только пусть векторы напряженности $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ электрических полей этих волн совершают колебания во взаимно перпендикулярных направлениях (как показано на рис. 5.1*а*), так что имеем

$$E_{1x} = E_{01}\cos(\omega t - kz), \qquad E_{1y} = E_{1z} = 0,$$
$$E_{2y} = E_{02}\cos(\omega t - kz + \delta), \qquad E_{2x} = E_{2z} = 0. \qquad (1.5.1)$$

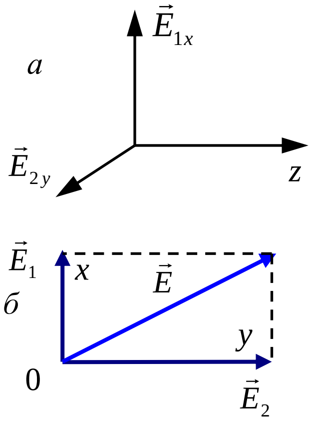

Рис. 5.1.

Найдем уравнение траектории, описываемой концом вектора $\vec{E}$ волны, образовавшейся в результате суперпозиции двух таких волн, в плоскости $x0y$, перпендикулярной направлению её распространения (рис. 5.1*б*). Перепишем y компоненту второй волны в виде:

$$E_{2y} = E_{02}\cos(\omega t - kz)\cos\delta - E_{02}\sin(\omega t - kz)\sin\delta \qquad (1.5.2)$$

и выразим из уравнения первой волны

$$\cos(\omega t - kz) = \frac{E_{1x}}{E_{01}} \quad \text{и} \quad \sin(\omega t - kz) = \sqrt{1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2}.$$

Тогда после подстановки получаем:

$$E_{2y} = \frac{E_{02}}{E_{01}}E_{1x}\cos\delta - E_{02}\sqrt{1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2}\sin\delta. \qquad (1.5.3)$$

Выделим слагаемое уравнения, содержащее радикал, и избавимся от иррациональности, возводя все выражение в квадрат:

$$\frac{E_{2y}}{E_{02}} - \frac{E_{1x}}{E_{01}} \cos\delta = -\sqrt{1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2} \sin\delta ,$$

$$\left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 - 2\frac{E_{2y}}{E_{02}}\frac{E_{1x}}{E_{01}}\cos\delta + \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 \cos^2\delta = \left[1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2\right] \sin^2\delta . \qquad (1.5.4)$$

Окончательно получаем следующее уравнение:

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 - 2\frac{E_{1x}}{E_{01}}\frac{E_{2y}}{E_{02}}\cos\delta = \sin^2\delta \qquad (1.5.5)$$

Получили уравнение кривой второго порядка – *эллипса,* ориентация которого в плоскости $x0y$ определяется значением угла δ.

Таким образом, кривая, описывающая траекторию конца проекции вектора $\vec{E}$ результирующей волны, в общем случае имеет вид эллипса с правым или левым направлением вращения вектора $\vec{E}$ во времени. Такая электромагнитная волна называется *эллиптически поляризованной*.

Наблюдение за направлением движения вектора $\vec{E}$ ведется со стороны, в которую распространяются колебания (в нашем случае – против оси z). Рассмотрим важные частные случаи.

(1). Пусть $\delta = \pm\pi/2 + \pi n$; то есть $\cos\delta = 0$; $\sin\delta = \pm 1$, тогда из (1.5.5) имеем:

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 = 1. \qquad (1.5.6)$$

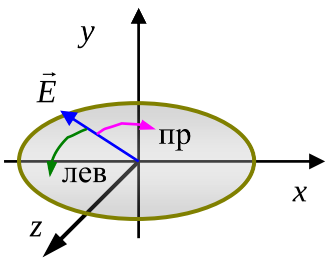

Рис. 5.2.

При неравенстве $E_{01} \neq E_{02}$ получаем уравнение эллипса с центром в начале координат и осями, ориентированными вдоль осей системы координат (см рис. 5.2).

Если разность фаз равна $\delta = +\pi/2 + 2\pi n$, то колебания, совершаемые вдоль оси y (E_{2y}), на четверть периода опережают колебания вдоль оси x (E_{1x}), что следует из формул (1.5.1). При этом вектор $\vec{E}$ вращается по часовой стрелке, это – *правая эллиптически поляризованная волна*.

Если $\delta = -\pi/2 + 2\pi n$, то опережающим колебанием является E_{1x}, поэтому вращение вектора напряженности $\vec{E}$ результирующей волны происходит против часовой стрелки – *левая эллиптически поляризованная волна*.

Наибольший интерес представляют другие предельные случаи эллиптической поляризации.

(2). *Линейная поляризация*: разность фаз равна $\delta = \pi n$, $n = 0,1,2,...$; $\cos\delta = \pm 1$; $\sin\delta = 0$. Тогда из (1.5.5) имеем:

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 \pm 2\frac{E_{1x}}{E_{01}}\frac{E_{2y}}{E_{02}} = 0; \quad \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}} \pm \frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 = 0; \text{ и } \quad E_{2y} = \pm\frac{E_{02}}{E_{01}} E_{1x} \qquad (1.5.7)$$

Получаем уравнение прямой, наклон которой к оси x определяется соотношением амплитуд E_{01} и E_{02}.

(3). *Циркулярная поляризация*: разность фаз равна $\delta = \pm\pi/2 + \pi n$, при $n = 0,1,2,...$; тогда $\cos\delta = 0$; $\sin\delta = \pm 1$ и амплитуды волн одинаковы $E_{01} = E_{02} = E_{00}$. Отсюда получаем:

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{00}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{00}}\right)^2 = 1 \qquad (1.5.8)$$

Получаем уравнение окружности, которую описывает конец вектора $\vec{E}$ в плоскости $x0y$. Направление вращения вектора $\vec{E}$ определяется так же, как и для эллиптической поляризации, т.е. волна может быть *право*- или *лево - циркулярно поляризованной* в зависимости от направления вращения вектора $\vec{E}$.

Можно сделать важное утверждение: *монохроматическое векторное поле всегда поляризовано*, в общем случае эллиптически. Волну с произвольной (в общем случае эллиптической) поляризацией всегда можно разложить на две составляющие. Ее всегда можно представить в виде суммы двух линейно поляризованных волн с ортогональными направлениями поляризации. Верно и обратно, всякую линейно поляризованную волну можно представить как суперпозицию двух поляризованных по кругу волн: с правой и левой поляризациями. Т.е. электромагнитные волны обладают *двумя независимыми состояниями поляризации*. Так при изучении распространения света в анизотропных средах (кристаллах) удобно разложить падающую волну на сумму двух линейно поляризованных волн, а при изучении естественного и магнитного вращения плоскости поляризации в веществе удобно использовать разложение на две волны с круговой поляризацией.

Итак, можно считать *независимыми состояниями* волны как с левой и правой циркулярными поляризациями, так и с линейными взаимно перпендикулярными поляризациями, поскольку их можно выразить друг через друга.

Пример. Задаем первую волну - левую циркулярно поляризованную волну ($\delta = -\pi/2$):

$$\begin{cases} E_{1x} = E_0 Cos(\omega t - kz) \\ E_{1y} = E_0 Sin(\omega t - kz) \end{cases}$$

Задаем вторую волну – правую циркулярно поляризованную волну ($\delta = \pi/2$):

$$\begin{cases} E_{2x} = E_0 Cos(\omega t - kz) \\ E_{2y} = -E_0 Sin(\omega t - kz) \end{cases}$$

Их суперпозиция дает:

$$E_x = E_{1x} + E_{2x} = 2E_0 Cos(\omega t - kz)$$

$$E_y = E_{1y} + E_{2y} = 0$$

Таким образом, суперпозиция левой и правой циркулярно поляризованных волн дает линейно поляризованную волну.

Примечание 1. *Христиан Гюйгенс, голландский физик, 1629–1695*
