

О ГРАФИЧЕСКИХ ФОРМАХ ОТОБРАЖЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

В.П. Рябухо

Саратовский государственный университет, Саратов, Астраханская, 83
Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Рабочая, 24
rvp@sgu.ru

Обсуждаются особенности графического отображения состояния поляризации немонахроматических электромагнитных волн в учебных курсах физической оптики.

При изложении теории поляризации электромагнитных волн в университетских курсах физической оптики широко используются графические формы, которые весьма существенно облегчают понимание этого достаточно сложного раздела оптики. Как правило, с помощью одних и тех же графических форм отображают состояние поляризации и монохроматических, и немонахроматических волн, не отмечая различия для этих волн. При этом для естественного света используют графическое представление, логически не увязанное с графическими представлениями для поляризованного света. В настоящей работе, как мы полагаем, преодолеваются эти методические несоответствия.

Состояние поляризации электромагнитной волны отображают в виде траектории движения конца вектора электрического поля в течение времени в какой-либо точке пространства $\vec{E}(t, \vec{r} = const)$ или в пространстве вдоль направления распространения волны в некоторый фиксированный момент времени $\vec{E}(t = t_0, z)$. Первое представление предпочтительнее и с методической точки зрения – проще отобразить и представить эту траекторию, и с методологической позиций – состояние поляризации волнового поля относится к одной точке поля, как это сформулировано у классиков [1], и для разных точек поля оно может быть, в общем случае, различным. Таким образом, обсуждая поляризацию волны, следует рассматривать, фактически, поляризацию колебаний, возбуждаемых этой волной, в различных точках пространства. На рис.1а-в приведены графические формы для линейной, эллиптической и циркулярной поляризации одночастотных (монахроматических) колебаний.

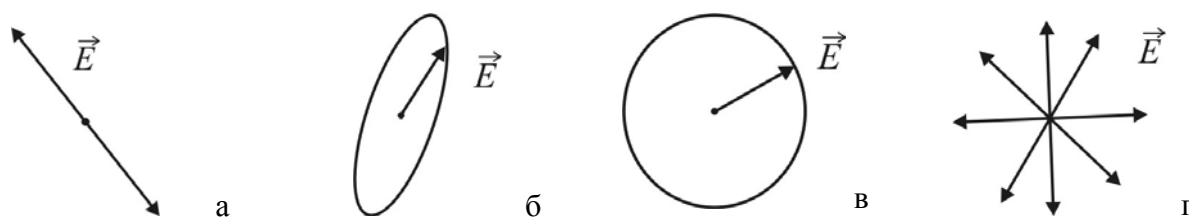


Рис.1. Графические формы отображения поляризации колебаний электрического поля волны.

Полагается, что состояние поляризации не изменяется в течение некоторого времени наблюдения τ_ϕ , которое много больше периода колебаний T , $\tau_\phi \gg T$. Под временем наблюдения τ_ϕ понимается время реакции (срабатывания) фотоприемника – временное разрешение фотоприемника. За это время вектор \vec{E} эллиптически поляризованных колебаний совершает τ_ϕ/T полных оборотов.

Для естественного света (естественно поляризованного) часто используют несколько иную графическую форму - в виде разнонаправленных векторов \vec{E} (рис.1г), а не в виде траектории конца вектора \vec{E} . С методической точки зрения в этом отображении проявляется непоследовательность в формировании правильного физического образа о рассматриваемых процессах в волновом поле. Строго монохроматическое волновое поле всегда поляризовано. Неполаризованный свет (неудачный, на наш взгляд, термин) обязательно должен быть немонахроматическим с некоторым спектральным контуром конечной ширины $\Delta\nu$. Такое волновое поле характеризуется временным масштабом $\tau_c \approx 1/\Delta\nu$, называемым временем когерентности [1]. В течение этого времени колебания волнового поля почти гармонические, а по истечении этого времени меняются и амплитуда, и фаза этих колебаний по случайному закону (рис.2). Кроме этого в течение времени когерентности τ_c колебания должны иметь почти определенную поляризацию – линейную, эллиптическую или циркулярную. По истечении времени когерентности состояние поляризации также случайным образом меняется.

Действительно, в естественном свете можно выделить два ортогональных колебания,

$$\begin{aligned} \vec{E}_x(t) &= \vec{E}_{ox} \cos[2\pi\nu_0 t + \varphi_{ox}(t)], \\ \vec{E}_y(t) &= \vec{E}_{oy} \cos[2\pi\nu_0 t + \varphi_{oy}(t)], \end{aligned} \quad (1)$$

начальные фазы которых $\varphi_{ox}(t)$ и $\varphi_{oy}(t)$ остаются приблизительно постоянными в течение времени τ_c и независимым и случайным образом равновероятно изменяются в интервале значений $[-\pi, \pi]$ по истечении времени когерентности τ_c . Изменение разности фаз этих колебаний $\Delta\varphi_{xy}(t)$ по случайному закону и предопределяет изменения состояния поляризации результирующего колебания также по случайному закону.

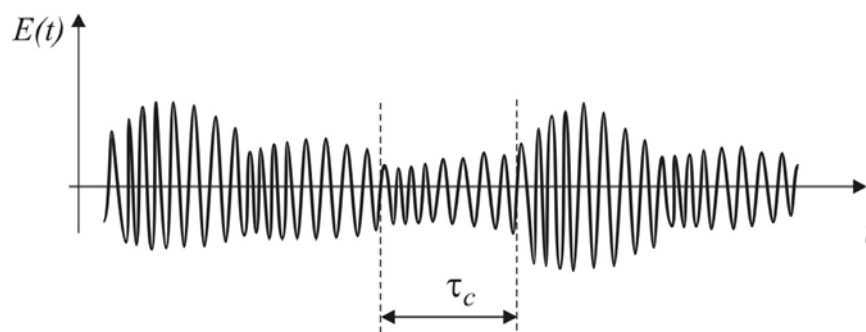


Рис.2. Колебания электрического поля со спектральным контуром конечной ширины $\Delta\nu$ и, соответственно, с конечным временем когерентности $\tau_c \approx 1/\Delta\nu$.

Поскольку время наблюдения τ_ϕ практически всегда много больше времени когерентности τ_c , то за время наблюдения состояние поляризации колебаний многократно и случайным образом изменится. Поэтому для естественного света в зарубежной учебной и научной литературе чаще всего используется более правильный, на наш взгляд, термин «случайная поляризация» или «хаотическая поляризация» (“random polarization”). Этот термин и связанное с ним представление формирует существенно более правильный физический образ об оптическом волновом поле и колебательных процессах в нем.

Таким образом, для отображения поляризации естественного света с помощью траектории конца вектора \vec{E} мы должны нарисовать множество траекторий (τ_ϕ/τ_c - траекторий) всевозможных состояний поляризации колебаний. В каждой траектории вектор \vec{E} совершает $\tau_c\nu_0$ оборотов при эллиптической и круговой поляризации или столько же колебаний при линейной поляризации. В результате наложения всех этих траекторий получается практически равномерно закрашенный круг (рис.3,в). Рисовать этот круг надо последовательно, заполняя его эллипсами различной ориентации, окружностями и прямыми отрезками различного направления, показывая тем самым последовательные смены поляризации колебаний в естественном свете (рис.3а-в).

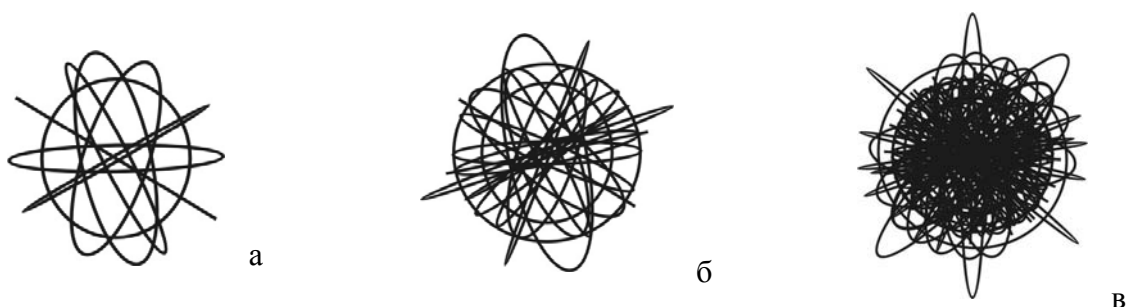


Рис.3. Последовательное отображение состояния поляризации естественного света – случайно поляризованного света.

Для естественного света с некоторым преимущественным направлением колебаний (в учебной литературе для этого света используется термин «частично поляризованный свет», который также нельзя считать удачным, как мы полагаем) картина траекторий вектора \vec{E} будет иметь аналогичный вид с некоторой вытянутостью в направлении наибольших амплитуд колебаний (рис.4).

Отметим, если время когерентности сравнимо с периодом колебаний – белый свет, то траектория конца вектора \vec{E} будет похожа на траекторию броуновского движения частицы. За время наблюдения эта траектория также практически равномерно заполнит круг.

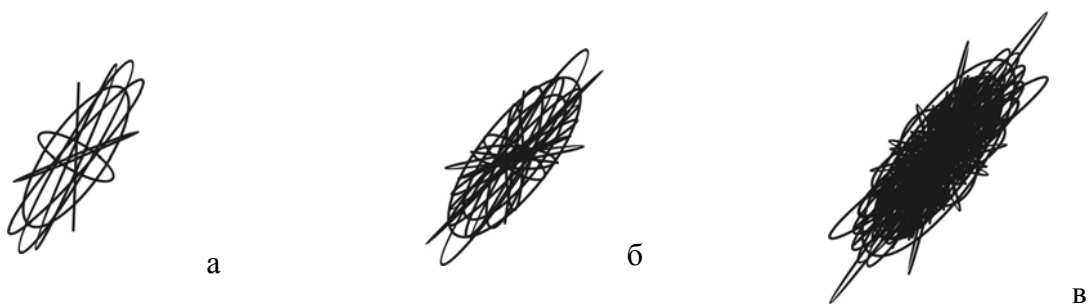


Рис.4. Отображение состояния поляризации естественного света с преимущественным направлением колебаний.

Вернемся к линейно, эллиптически или циркулярно поляризованному свету. Возможно, для такого света надо использовать термин «детерминированная поляризация» в противоположность случайной поляризации. Перечисленные состояния поляризации может иметь не только строго одночастотное волновое поле, но и многочастотное со

спектральным контуром конечной ширины $\Delta\nu$ и, соответственно, с конечным временем когерентности τ_c . Поляризованное колебание можно представить в виде суперпозиции двух ортогональных линейно поляризованных колебаний $\vec{E}_x(t)$ и $\vec{E}_y(t)$. Эти колебания должны быть взаимно когерентными - их разность фаз $\Delta\varphi_{xy}$ остается постоянной в течение всего времени наблюдения τ_ϕ при случайном изменении амплитуды и фазы каждого колебания по истечении времени когерентности $\tau_c \ll \tau_\phi$. Следовательно, состояние поляризации остается неизменным за время наблюдения τ_ϕ , а амплитуда результирующего колебания многократно изменяется в течении этого времени по случайному закону. В результате изменяются по случайному закону длины полуосей эллипса при сохранении его эксцентриситета для эллиптической поляризации или изменяется диаметр окружностей при круговой поляризации. Колебания поля в тепловом излучении подчиняются Гауссовой статистике, поэтому амплитуда этих колебаний распределена по закону Релея [2,3].

На рис.5 приведены графические формы для эллиптической и круговой поляризаций колебаний в некогерентном свете. В этом случае, также как и в естественном свете, для каждого эллипса или окружности имеем $\tau_c\nu_0$ почти совпадающих траекторий и τ_ϕ/τ_c эллипсов или окружностей разных размеров. Поскольку изменение амплитуды и фазы колебаний в некогерентном свете происходит не скачком, а непрерывно и достаточно плавно (рис.2), то траектории вектора \vec{E} за время $t < \tau_c$ в точности не совпадают. Происходит плавное изменение параметров траектории в течение всего времени наблюдения.



Рис. 5. Отображение состояния поляризации некогерентного света с эллиптической и круговой поляризациями.

Рассмотренные представления о состоянии поляризации света и соответствующие им графические формы тесно связаны со статистическим характером процессов излучения оптических волн и, соответственно, со статистическими свойствами самих этих волн. Это, несомненно, усложняет физическую картину изучаемых волновых процессов, но и способствует формированию более правильного и полного физического образа об этих процессах. Использование понятия о времени когерентности колебаний в теории поляризации наравне с использованием этого понятия при изучении явления интерференции света также способствует более углубленному пониманию достаточно сложного раздела физической оптики, связанного с теорией когерентности оптических полей.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента для поддержки ведущих научных школ РФ НШ-208-2008.2 и в рамках аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006 – 2008 гг.)», код проекта РНП.2.1.1.4473. Автор выражает благодарность студенту А. Сыпкову за помощь в численном моделировании.

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. /Под ред. Г.П. Мотулевич. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
2. Гудмен Дж. Статистическая оптика. Пер. с англ./Под ред. Г.В. Скороцкого. - М.: Мир, 1988. – 528 с.
3. Матвеев А.Н. Оптика. - М.: Высшая школа, 1985. - 351 с.