УДК 530.145+535.33

О ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ КВАНТОВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ

В. П. Карасев

С помощью понятия поляризационного спина дана новая классификация поляризационной структуры квантовых световых полей, обнаружен новый класс их поляризационных состояний (Р-скалярный бифотонный свет) и рассмотрена его связь с неполяризованным светом.

Поляризационные свойства световых полей в настоящее время интенсивно изучаются в разных аспектах /1—5/. Однако в большинстве случаев для описания поляризационной структуры световых пучков используется аппарат классической (неквантовой) оптики — вектор Стокса, компоненты которого связаны с разностью интенсивностей двух взаимно ортогональных поляризационных компонент поля /6—8/. Такой аппарат недостаточен для квантового описания поляризационной микроструктуры света, поскольку он не приспособлен для анализа сугубо квантовых оптических экспериментов (счета фотонов) /8/. В то же время, существует понятие, вполне адекватное таким экспериментам — это поляризационный спин (Р-спин) /2, 9/, описывающий двукратное вырождение по поляризации собственных энергетически-импульсных состояний /7/. В данной работе представления о Р-спине использованы для характеристики поляризационной структуры квантовых световых полей и выявления ее существенно квантовых особенностей.

Для стандартного (используемого в квантовой оптике) дискретного разложения свободных световых полей по плоским волнам /8/ компоненты Р-спина задаются соотношениями:

$$P_0 = (1/2)\sum\nolimits_0,\ \ P_\pm = \sum_{i=1}^{m} x_\pm(i)\overline{x}_\mp(i),\ \ P_+ = (P_-)^+, \tag{1}$$

где $\sum_0 = \sum_{i=1}^{m} [x_+(i)\overline{x}_+(i) - x_-(i)\overline{x}_-(i)]$ — полная спиральность системы фотонов; $x_\lambda(i) \equiv (a^+_\lambda(i))$ — оператор рождения i-ой пространственно-временной моды с круговой поляризацией $\lambda = \pm$, $x_\lambda(i) = (x_\lambda(i))^+$. Оператор $2P_0$ равен разности $N_+ - N_-$ чисел фотонов с противоположными круговыми поляризациями, а операторы $P_1 = (P_+P_+)$ и $P_2 = i(P_+ - P_-)$ равны разности чисел фотонов двух взаимно ортогональных линейных поляризаций; для монохроматических плоских волн средние значения этих операторов совпадают с компонентами вектора Стокса. Поэтому P-спин естественно использовать для характеристики поляризационных свойств световых полей в квантовой оптике.

Операторы P_α удовлетворяют коммутационным соотношениям (КС)

$$[P_+, P_-] = 2P_0, \ \ [P_0, P_\pm] = \pm P_\pm \tag{2}$$

для генераторов группы $SU(2)_P$ — группы поляризационной инвариантности свободных световых полей /1, 2/, поскольку P_α коммутируют с операторами их энергий $H = \sum_i \omega_i [N_+(i) + N_-(i) + N_3(i) - N_0(i)]$ и импульса $\mathbf{P} = \sum_i \mathbf{k}_i [N_+(i) + N_-(i) + N_3(i) - N_0(i)]$, где $N_a(i) = x_a(i)\overline{x}_a(i)$. Кроме того, имеем следующие КС

$$\begin{gathered}[P_0, x_\pm(i)] = \pm (1/2) x_\pm(i), \ \ [P_+, x_+(i)] = 0 = [P_-, x_-(i)], \\ [P_+, x_-(i)] = x_+(i), \ \ [P_-, x_+(i)] = x_-(i),\end{gathered} \tag{3}$$

идентифицирующие $(x_+(i) x_-(i))'$ (штрих обозначает транспонирование) как спинорные операторы относительно $SU(2)_P$. Все это позволяет дать новую поляризационную характеризацию квантово-оптического физического пространства $L_{phys} = \mathrm{Span}\left\{ \left| \left\{ n_i^\alpha \right\} \right\rangle \right\}$ свободных световых полей, порожденного фоковскими состояниями, связанными лишь с поперечными поляризациями:

$$\left| \left\{ n_i^\alpha \right\} \right\rangle = N(\left\{ n_i^\alpha \right\}) \prod_i (x_+(i))^{n_i^+} (x_-(i))^{n_i^-} |0\rangle. \tag{4}$$

Именно, L_{phys} можно разложить $(L_{phys} = \circ L(J))$ на инвариантные относительно $SU(2)_P$ подпространства $L(J)$, характеризуемые значениями P-спина J согласно соотношению /2, 9/

$$P^2 |\Psi_J\rangle = J(J+1) |\Psi_J\rangle, \ \ |\Psi_J\rangle \in L(J) \subset L_{phys}, \tag{5}$$

где $P^2 = (1/2)(P_+P_- + P_-P_+) + P_0^2$ — оператор Казимира $SU(2)_P$.

Не останавливаясь подробно на этом разложении, дающем новый подход к характеристике поляризационной структуры света, который легко осуществить с помощью теоретико-групповых методов /2, 9/, отметим лишь, что в случае $m \geqslant 2$ пространственно-временных мод оно содержит P-скалярное $(J = 0)$ бесконечномерное подпространство, порождаемое векторами вида

$$|\{A_{ij}\}\rangle = \prod_{i<j} X_{ij}^{A_{ij}}|0\rangle, \tag{6}$$

где операторы $X_{ij} \equiv x_+(i)x_-(j) - x_-(i)x_+(j)$ можно назвать операторами рождения Р-скалярных бифотонов, поскольку для них выполняется характеристическое свойство:

$$[P_\alpha, X_{ij}] = 0 \tag{7}$$

для всех значений $\alpha = 0, \pm$. Из (7) следует, что L(0) содержит бесконечное (эквивалентное по мощности L_{phys}) /9/ множество состояний, которые являются собственными относительно трех некоммутирующих операторов P_α (2).

Таким образом, получен новый класс состояний световых полей типа (6), которые обладают рядом замечательных свойств. Не останавливаясь на всех этих свойствах подробно (частично см. /2, 9, 10/), отметим определенное сходство таких состояний с неполяризованным светом. В частности, из (7) следует, что средние значения в L(0) операторов P_0, $P_1 = (P_+ + P_-)$, $P_2 = i(P_+ - P_-)$ равны нулю, равно как и соответствующие параметры Стокса, что является обычным идентификатором неполяризованного света /6—11/. Однако, в отличие от классического неполяризованного света, для Р-скалярных состояний автоматически обращаются в нуль в силу (7) и все другие моменты ("шумы") операторов P_0, P_1, P_2, что может служить средством для детектирования Р-скалярного света в сугубо квантовых экспериментах по счету фотонов /8, 4, 5/. Это свойство связано с тем, что, в отличие от классического неполяризованного света, Р-скалярный свет получается не в результате хаотического перемешивания световых волн, а порождается имеющими жесткие фазовые корреляции бифотонами X_{ij}. Отметим, что это (обусловленное (7)) свойство отличает Р-скалярный свет от другого квантового аналога неполяризованного света ("когерентный неполяризованный свет"), порождаемого бифотонами $Z_{ij} = (1/2)(x_+(i)x_-(j) + x_-(i)x_+(j))$, которые коммутируют только с P_0. Это и другие свойства Р-скалярного света могут оказаться полезными в информатике /5/.

Заключая краткое обсуждение свойств Р-скалярного света, укажем, что идеальными его генераторами будут двухфотонный лазер или схемы параметрического рассеяния с $SU(2)_P$ — инвариантными гамильтонианами взаимодействия вида $H_{int} = \sum_{i<j} (d_{ij} X_{ij} + d^*_{ij} \overline{X}_{ij})$, $\overline{X}_{ij} \equiv (X_{ij})^+$ (некоторые модели такого типа описаны в /9/). Отметим также, что полученное при m = 2 в /9/ отображение пространства L(0) в пространства, порождаемые "одетыми" бифотонами $Y = \sum_r C_r X_{12}^{r+1} \overline{X}_{12}^r$, (такими, что $[Y^+, Y] = 1$), возможно, позволит связать производство скалярного

света с ведущимися экспериментами по поиску легких скалярных частиц, распадающихся на два фотона /12/.

Автор благодарен за полезные обсуждения В. П. Быкову, А. В. Масалову и Л. А. Шелепину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стражев В. И., Федоров Ф. И., Школьников П. Л. ДАН БССР, **26**, 593 (1982).

2. Karassiov (Karasev) V. P., Puzyrevsky V. I. J. Sov. Las. Res., **10**, 229 (1989).

3. Виницкий С. И. и др. УФН, **160**, 1 (1990).

4. Клышко Д. Н. УФН, **154**, 133 (1988).

5. Новые физические принципы оптической обработки информации. Под ред. С. А. Ахманова и М. А. Воронцова. М., Наука, 1990.

6. Джеррард А., Берч Дж. М. Введение в матричную оптику. М., Мир, 1978.

7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1989.

8. Перина Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений. М., Мир, 1987.

9. Карасев В. П. Препринт ФИАН № 137, М., 1990.

10. Karassiov V. P., Prants S. V., Puzyrevsky V. I. In: Interaction of Electromagnetic Field with Condensed Matter. Singapore: World Sci., 1990, p. 3.

11. Roman P. Nuovo Cimento, **13**, 974 (1959).

12. Buchmuller W., Hoegeven F. Phys. Lett., **B237**, 278 (1990).

Поступила в редакцию 19 марта 1991 г.