

ВЛИЯНИЕ ВЫРОЖДЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ МОД НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Е. П. Остапченко, В. В. Рахвалов, Н. И. Рублёва
и В. А. Степанов

Рассмотрены некоторые вопросы классической теории пространственной когерентности излучения лазеров. Получено выражение для функции пространственной когерентности с учетом вырождения и деформации мод. Проведен анализ этого выражения при одновременной генерации двух, трех и четырех поперечных мод в лазерах с квадратной и круглой формой зеркал. Показано, что степень пространственной когерентности существенно зависит от набора генерируемых мод, распределения интенсивности каждой моды в поперечном сечении пучка, степени вырождения и деформации этих мод.

В настоящее время вопросам исследования когерентности лазерных полей уделяется достаточное внимание. Одним из актуальных вопросов в этих исследованиях является изучение взаимосвязи пространственной когерентности с генерируемыми модами. Так например, в работе [1] на основе классического подхода [2] было получено выражение для степени пространственной когерентности между волнами, исходящими из двух произвольных точек лазерного пучка. Однако при выводе этого выражения не учитывалась возможность вырождения и деформации мод, имеющая место в реальных лазерах при определенных конфигурациях резонаторов вследствие дифракционных эффектов на апертурах зеркал и нелинейных свойств активной среды.

В данной работе проведен аналогичный анализ пространственной когерентности излучения многомодовых лазеров с учетом вырождения и возмущения мод.

Воспользовавшись известным выражением для комплексной степени когерентности

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\langle V(P_1, t + \tau) V^*(P_2, t) \rangle}{\sqrt{I_1, I_2}}, \quad (1)$$

где угловые скобки означают операцию усреднения во времени, I_1 и I_2 — интенсивности колебаний, выходящих из двух произвольных точек лазерного луча, а $V(P_1, t + \tau)$ и $V(P_2, t)$ — аналитические сигналы поля в точках P_1 и P_2 в различные моменты времени (τ — сдвиг волн по времени), представляемые в виде суперпозиции мод

$$\left. \begin{aligned} V(P_1, t + \tau) &= \sum_{m n q} a_{m n q}(P_1) e^{i[\omega_{m n q}(t + \tau) + \psi_{m n q}(P_1)]}, \\ V(P_2, t) &= \sum_{m' n' q'} a_{m' n' q'}(P_2) e^{i[\omega_{m' n' q'}(t) + \psi_{m' n' q'}(P_2)]}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $a_{m n q}(P_1)$, $a_{m' n' q'}(P_2)$, $\psi_{m n q}(P_1)$, $\psi_{m' n' q'}(P_2)$ — амплитуды и фазы поля каждой моды в точках P_1 и P_2 ; m и $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ — индексы, показывающие число узлов поля моды в двух взаимно ортогональных направлениях в сечении пучка; q — число полуволн, укладываемых по длине

резонатора; и, учитывая, что частоты ω_{mnq} и $\omega_{m'n'q'}$ могут совпадать не только при $m, n, q = m', n', q'$, но и при некоторых $m, n, q \neq m', n', q'$, после усреднения во времени получим для степени пространственной когерентности ($\tau = 0$) следующее выражение:

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\sum_{mnqm'n'q'} a_{mnq}(P_1) a_{m'n'q'}(P_2) \exp i\Delta\psi_{mnqm'n'q'}(P_1, P_2)}{\left[\sum_{mnqm'n'q'} a_{mnq}(P_1) a_{m'n'q'}(P_2) \exp i\Delta\psi_{mnqm'n'q'}(P_1, P_1) \right]^{1/2}} \times \frac{1}{\left[\sum_{mnqm'n'q'} a_{mnq}(P_2) a_{m'n'q'}(P_2) \exp i\Delta\psi_{mnqm'n'q'}(P_2, P_2) \right]^{1/2}}, \quad (3)$$

где $\Delta\psi_{mnq}(P_1, P_2) = \psi_{mnq}(P_1) - \psi_{m'n'q'}(P_2)$.

Представим амплитуды поля в виде

$$a_{mnq}(P) = a_{mn} k(\nu_{mnq}) F_{mn}(P), \quad (4)$$

где $\sum_q k^2(\nu_{mnq}) = 1$, $\int_{-\infty}^{\infty} |F_{mn}(P)|^2 dP = 1$, а $a_{mn} = \sqrt{P_{mn}}$ (P_{mn} — мощность излучения поперечного типа колебания с индексами m, n), и нормированное распределение амплитуды и фазы поля в виде разложения [3]

$$F_{mn}(P) e^{-i\psi_{mn}(P)} = \sum_{kl} A_{kl}^{mn} \Psi_{kl}(P) e^{-i\varphi_{kl}(P)}, \quad (5)$$

где

$$A_{kl}^{mn} = e^{i\varphi_{kl}(P)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\psi_{mn}(P)} F_{mn}(P) \Psi_{kl}(P) dP$$

коэффициенты разложения реальной моды $F_{mn}(P) e^{-i\psi_{mn}(P)}$ по модам пустого резонатора. Тогда, из выражения (3) получим

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\sum_{\substack{mnqm'n' \\ klz\lambda}} (P_{mn} P_{m'n'})^{1/2} A_{kl}^{mn} A_{z\lambda}^{m'n'} \Psi_{kl}(P_1) \Psi_{z\lambda}(P_2) e^{i\Delta\varphi_{klz\lambda}(P_1, P_2)}}{\left[\sum_{\substack{mnqm'n' \\ klz\lambda}} (P_{mn} P_{m'n'})^{1/2} A_{kl}^{mn} A_{z\lambda}^{m'n'} \Psi_{kl}(P_1) \Psi_{z\lambda}(P_1) e^{i\Delta\varphi_{klz\lambda}(P_1, P_1)} \right]^{1/2}} \times \frac{1}{\left[\sum_{\substack{mnqm'n' \\ klz\lambda}} (P_{mn} P_{m'n'})^{1/2} A_{kl}^{mn} A_{z\lambda}^{m'n'} \Psi_{kl}(P_2) \Psi_{z\lambda}(P_2) e^{i\Delta\varphi_{klz\lambda}(P_2, P_2)} \right]^{1/2}}, \quad (6)$$

где $\Delta\varphi_{klz\lambda}(P_1, P_2) = \varphi_{kl}(P_1) - \varphi_{z\lambda}(P_2)$.

Выражение (6) позволяет вычислить степень когерентности колебаний, выходящих из двух произвольных точек лазерного пучка, и учитывает вырождение и деформацию мод. Оно позволяет получить множество значений γ_{12} и различных функций $\gamma(P_1, P_2, 0)$, характеризующих когерентность всего лазерного пучка.

Для дальнейшего анализа выражения (6) проведем упрощения. Как показано в работе [4], разность фаз $\Delta\varphi_{klz\lambda}(P_1, P_2)$ зависит практически только от выбора точек P_1 и P_2 и не зависит от типа колебания; кроме того, распределение фазы есть четная функция [3], а распределение амплитуды — либо четная, либо нечетная функция координат. При этом случай симметричного расположения точек в пучке является наиболее простым. Тогда выражение $\gamma(P_1, P_2, 0)$ для этого случая будет

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\sum_{\substack{mnqm'n' \\ klz\lambda}} (P_{mn} P_{m'n'})^{1/2} A_{kl}^{mn} A_{z\lambda}^{m'n'} \Psi_{kl}(P_1) \Psi_{z\lambda}(P_2)}{\sum_{\substack{mnqm'n' \\ klz\lambda}} (P_{mn} P_{m'n'})^{1/2} A_{kl}^{mn} A_{z\lambda}^{m'n'} \Psi_{kl}(P_1) \Psi_{z\lambda}(P_1)}. \quad (7)$$

Проведем анализ выражения (7) для некоторых конкретных случаев. В работе [5] показано, что степень вырождения мод существенно зависит от конфигурации резонатора. Одним из типичных резонаторов, в котором имеет место вырождение, является конфокальный резонатор. Рассмотрим невырожденный и конфокальный резонаторы и для простоты предположим, что в излучении лазера присутствуют лишь недеформированные моды (моды «пустого резонатора»). Тогда для случаев невырожденных и вырожденных мод лазера из выражения (7) имеем

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\sum_{mn}^* P_{mn} \Psi_{mn}^2(P_1) - \sum_{mn}^{**} P_{mn} \Psi_{mn}^2(P_1)}{\sum_{mn}^* P_{mn} \Psi_{mn}^2(P_1) + \sum_{mn}^{**} P_{mn} \Psi_{mn}^2(P_1)}, \quad (8)$$

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\left[\sum_{mn}^* P_{mn}^{1/2} \Psi_{mn}(P_1) \right]^2 - \left[\sum_{mn}^{**} P_{mn}^{1/2} \Psi_{mn}(P_1) \right]^2}{\left[\sum_{mn}^{**} P_{mn}^{1/2} \Psi_{mn}(P_1) \right]^2 + \left[\sum_{mn}^* P_{mn}^{1/2} \Psi_{mn}(P_1) \right]^2}, \quad (9)$$

где символы \sum^* и \sum^{**} означают суммирование четных и нечетных мод соответственно. При этом в резонаторе с прямоугольными зеркалами четность мод определяется четностью суммы индексов m и n , а в резонаторе с круглыми зеркалами — четностью второго (углового) индекса.

Дальнейшее рассмотрение необходимо связать с конкретизацией поля излучения лазера и конфигурации резонатора.

Вырожденный и невырожденный резонаторы с прямоугольными зеркалами

Рассмотрим случай генерации четырех поперечных мод TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{20} , TEM_{30} с различными интенсивностями и выберем фиксированное направление x . Воспользовавшись выражением для полей $\psi_{mn}(P)$ мод «пустого» резонатора с прямоугольной формой зеркал в виде полиномов Эрмита—Гаусса [6] и выражениями (8), (9), получим для степени пространственной когерентности невырожденного и вырожденного резонаторов соответственно следующие выражения:

$$\gamma(X) = \frac{\left[1 + 2b \left(X^2 - \frac{1}{2} \right)^2 \right] - X^2 \left[2a + \frac{4}{3} c \left(X^2 - \frac{3}{2} \right)^2 \right]}{\left[1 + 2b \left(X^2 - \frac{1}{2} \right)^2 \right] + X^2 \left[2a + \frac{4}{3} c \left(X^2 - \frac{3}{2} \right)^2 \right]}, \quad (10)$$

$$\gamma(X) = \frac{\left[1 + (2b)^{1/2} \left(X^2 - \frac{1}{2} \right) \right]^2 - X^2 \left[(2a)^{1/2} + \left(\frac{4}{3} c \right)^{1/2} \left(X^2 - \frac{3}{2} \right) \right]^2}{\left[1 + (2b)^{1/2} \left(X^2 - \frac{1}{2} \right) \right]^2 + X^2 \left[(2a)^{1/2} + \left(\frac{4}{3} c \right)^{1/2} \left(X^2 - \frac{3}{2} \right) \right]^2}, \quad (11)$$

где $a = P_{10}/P_{00}$, $b = P_{20}/P_{00}$, $c = P_{30}/P_{00}$ — величины, характеризующие мощности излучения мод TEM_{10} , TEM_{20} и TEM_{30} относительно мощности моды TEM_{00} , а $X = x \sqrt{2}/W$ — координата точки P_1 , нормированная к радиусу пятна W основной моды на уровне уменьшения амплитуды в e раз.

Функциональные зависимости $\gamma(X)$, построенные с помощью уравнений (10), (11) для различных соотношений коэффициентов a , b и c , приведены на рис. 1. Строка A рисунка соответствует невырожденному, а строка B — вырожденному случаям.

Анализ уравнений (10), (11) и кривых, представленных на рис. 1, позволяет сделать следующие выводы.

1. Степень пространственной когерентности существенно зависит от набора генерируемых мод и распределения их интенсивностей в сечении пучка.

2. Генерация мод одной четности дает высокую степень пространственной когерентности. Более того, анализ общего выражения (6) показывает, что при этом в конфокальном резонаторе имеет место полная пространственная когерентность между любыми точками лазерного пучка (см. Приложение).

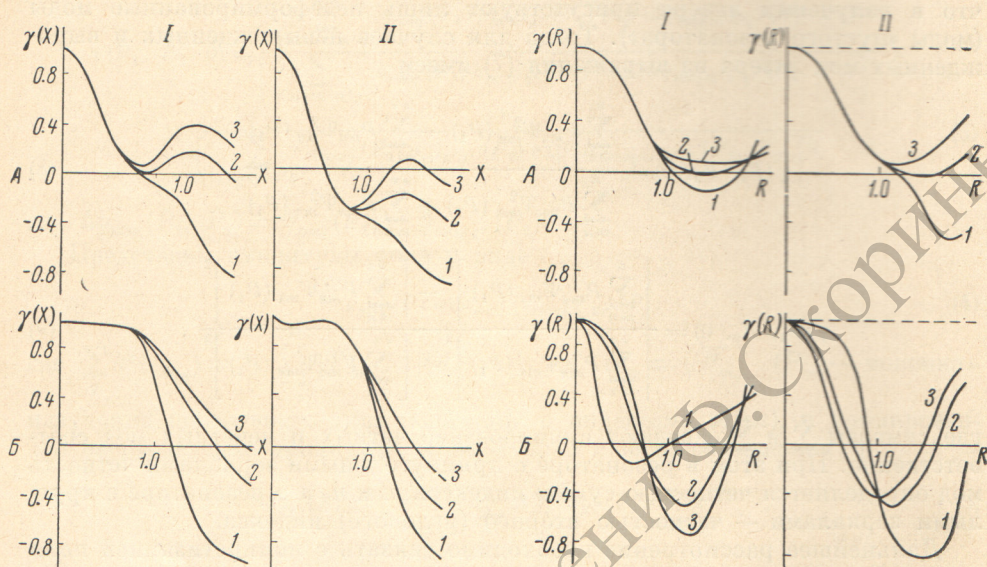


Рис. 1. Зависимость степени когерентности от нормированной координаты в пучке для невырожденного (А) и вырожденного (Б) резонаторов с прямоугольными зеркалами при одновременной генерации четырех мод TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{20} и TEM_{30} различных интенсивностей ($a=P/P_{00}$, $b=P_{20}/P_{00}$, $c=P_{30}/P_{00}$).

I — $a=0.5$, $c=0.5$; II — $a=1.0$, $c=1.0$. 1, 2, 3 — кривые, для которых $b=0, 0.5, 1.0$ соответственно.

Рис. 2. Зависимость степени когерентности от нормированной координаты в пучке для невырожденного (А) и вырожденного (Б) резонаторов с круглыми зеркалами при одновременной генерации четырех мод TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{20} и TEM_{01} различных интенсивностей ($a=P_{10}/P_{00}$, $b=P_{20}/P_{00}$, $c=P_{01}/P_{00}$).

I — $a=0.5$, $c=1.0$, для кривых 1, 2, 3 — $b=0, 0.5, 1.0$ соответственно. II — $b=0.5$, $c=1.0$; для кривых 1, 2, 3 — $a=0, 0.5, 1.0$ соответственно.

3. Четная мода TEM_{20} изменяет характер функции $\gamma(X)$ особенно заметно на краю пучка. Нечетная мода TEM_{10} ухудшает когерентность как в невырожденном, так и в вырожденном резонаторах.

4. Одновременная генерация двух нечетных мод TEM_{10} и TEM_{30} в обоих случаях проявляется различным образом. В невырожденном резонаторе их суперпозиция приводит к отрицательному эффекту (уменьшению γ_{12} в большей части пучка), а в вырожденном резонаторе — к увеличению γ_{12} . Это свойство конфокального резонатора и вывод 2 указывают на практические возможности получения пространственно когерентного излучения в режиме многих поперечных типов колебаний и имеют некоторое прикладное значение.

Вырожденный и невырожденный резонаторы с круглыми зеркалами

В отличие от резонатора с прямоугольными зеркалами в резонаторе с зеркалами круглой формы распределение амплитуды поля описывается функциями Лагерра—Гаусса [7]. Воспользуемся этим представлением и рассмотрим случай генерации четырех поперечных мод TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{20} и TEM_{01} , из которых первые три являются четными, а последняя — нечетной. Выберем фиксированное сечение, которое соответствует максимальной интенсивности моды TEM_{01} . Таким сечением можно считать сечение $\varphi=0$, где φ — угол между осью x и проекцией выбранного сечения

на плоскость, перпендикулярную направлению распространения луча. В этом случае индексы m, n соответственно являются радиальным и угловым индексами распределения интенсивности в сечении луча. Тогда выражения для степени пространственной когерентности невырожденных и вырожденных мод будут

$$\gamma(R) = \frac{\left[1 + a(R^2 - 1)^2 + \left(\frac{b}{4}\right)(R^4 - 4R^2 + 2)^2 \right] - cR^2}{\left[1 + a(R^2 - 1)^2 + \left(\frac{b}{4}\right)(R^4 - 4R^2 + 2)^2 \right] + cR^2}, \quad (12)$$

$$\gamma(R) = \frac{\left[1 + a^{1/2}(R^2 - 1) + \left(\frac{b}{4}\right)^{1/2}(R^4 - 4R^2 + 2) \right]^2 - cR^2}{\left[1 + a^{1/2}(R^2 - 1) + \left(\frac{b}{4}\right)^{1/2}(R^4 - 4R^2 + 2) \right]^2 + cR^2}, \quad (13)$$

где $a = P_{10}/P_{00}$, $b = P_{20}/P_{00}$, $c = P_{01}/P_{00}$ — величины, характеризующие по-прежнему относительные мощности генерируемых колебаний, а $R = r\sqrt{2}/W$ — радиальная координата точки P_1 , нормированная к радиусу пятна основной моды.

Функциональные зависимости $\gamma(R)$, построенные с помощью уравнений (12), (13) для различных соотношений a, b и c , приведены на рис. 2. Строка *A* на рис. 2 соответствует невырожденным, а строка *B* — вырожденным колебаниям. В столбце *I* переменным параметром является b , а в столбце *II* — a . Штриховой линией изображен случай генерации четных мод $TEM_{00}, TEM_{10}, TEM_{20}$ при произвольных a и $b \neq 0$.

Анализ уравнений (12), (13) и кривых, представленных на рис. 2, позволяет сделать следующие выводы.

1. При одновременной генерации одних радиальных мод степень пространственной когерентности равна единице во всем пучке. Генерация моды TEM_{01} существенно уменьшает значение γ .

2. При одновременной генерации четырех мод в конфокальном резонаторе увеличение коэффициента b приводит к возрастанию степени когерентности в большей части пучка, а увеличение коэффициента a — к ее уменьшению.

Необходимо отметить, что для других направлений ($\varphi \neq 0$) влияние нечетной моды TEM_{01} уменьшается.

Учет деформации мод

Одним из основных выводов предыдущих разделов был вывод о том, что поведение функции пространственной когерентности в большой степени зависит от распределения интенсивности каждой моды в поперечном сечении пучка. При этом, как и в [1], рассматривались моды пустого резонатора. Однако в реальных газовых лазерах распределения интенсивностей мод могут существенно искажаться за счет различных дифракционных эффектов на апертурах зеркал [8-11], оптических и нелинейных свойств активной среды [12-13]. При этом, как правило, искажения распределений интенсивности имеют симметричный характер, кроме искажения, обусловленного абберрационными эффектами, которые имеют место при разъюстировке зеркал резонатора.

Для симметричного расположения точек в пучке при условии, что вырождение мод отсутствует, легко получить функцию $\gamma(P_1, P_2, 0)$ для суперпозиции произвольного числа деформированных мод

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\sum_{mn}^* P_{mn} \left[\sum_{kl}^* A_{kl}^{mn} \Psi_{kl}(P_1) \right]^2 - \sum_{mn}^{**} P_{mn} \left[\sum_{mn}^{**} A_{kl}^{mn} \Psi_{kl}(P_1) \right]^2}{\sum_{mn}^* P_{mn} \left[\sum_{kl}^* A_{kl}^{mn} \Psi_{kl}(P_1) \right]^2 + \sum_{mn}^{**} P_{mn} \left[\sum_{kl}^{**} A_{kl}^{mn} \Psi_{kl}(P_1) \right]^2}. \quad (14)$$

При выводе выражения (14) все реальные моды определенной четности разложены по модам пустого резонатора той же четности, т. е. абберрационными эффектами пренебрегаем.

Для случая генерации двух возмущенных мод TEM_{00} и TEM_{10} , возбуждаемых в лазере с прямоугольными зеркалами, имеем

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\left[1 + (2c)^{1/2} \left(X^2 - \frac{1}{2}\right)\right]^2 - aX^2 \left[\sqrt{2} + \frac{4}{3}(b)^{1/2} \left(X^2 - \frac{3}{2}\right)\right]^2}{\left[1 + (2c)^{1/2} \left(X^2 - \frac{1}{2}\right)\right]^2 + aX^2 \left[\sqrt{2} + \frac{4}{3}(b)^{1/2} \left(X^2 - \frac{3}{2}\right)\right]^2}, \quad (15)$$

где $a = P_{10}/P_{00}$ по-прежнему отношение мощностей генерируемых мод, а b и c — коэффициенты возмущения, показывающие долю мощности идеальных мод TEM_{30} и TEM_{20} в разложении реальных мод TEM_{10} и TEM_{00} соответственно.

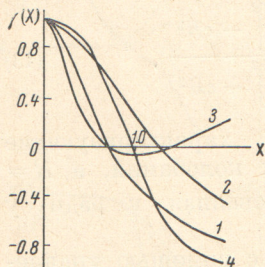


Рис. 3. Зависимость степени когерентности от нормированной координаты в пучке при генерации двух деформированных мод TEM_{10} и TEM_{00} равных интенсивностей ($a = P_{10}/P_{00}$, b и c — коэффициенты возмущения мод TEM_{10} и TEM_{00} соответственно) в лазере с прямоугольными зеркалами.

1 — $b=c=0$; 2 — $b=c=0.5$; 3 — $b=0, c=0.5$; 4 — $b=0.5, c=0$.

На рис. 3 представлены функциональные зависимости $\gamma(X)$, построенные с помощью выражения (15) для случая сильно возмущенных мод равных интенсивностей ($a=1.0, b=0.5, c=0.5$). Кривая 1 соответствует случаю невозмущенных мод, кривые $\gamma(X)$ 3, 4 — случаям, когда возмущены либо одна, либо другая мода, а кривая 2 — случаю, когда возмущены обе моды.

Анализ выражений (14), (15) и зависимостей, представленных на рис. 3, позволяет сделать следующие выводы.

1. Искажения распределения интенсивности не изменяют когерентных свойств излучения в каждой моде. Пространственная когерентность при генерации одной моды остается полной при любых ее деформациях.

2. При генерации двух мод сильные возмущения изменяют характер зависимостей $\gamma(X)$ существенно.

При относительно малых возмущениях мод ($b \sim 0.1, c \sim 0.1$) характер невозмущенной функции $\gamma(X)$ изменяется незначительно. При этом учет асимметрии в деформациях мод вследствие разъюстировки, требующий разложения реальных мод по всем модам пустого резонатора, также не дает заметного эффекта.

Итак, вышеизложенный анализ показывает, что пространственная когерентность излучения лазеров зависит от степени вырождения и деформации мод лазера в не меньшей мере, чем от числа и вида генерируемых мод, их четности и соотношения мощностей, распределения интенсивности каждой моды в поперечном сечении пучка, и требует обязательного учета этих явлений в расчетах когерентных эффектов излучения лазера.

Полученные результаты могут найти применение при проектировании различных типов многомодовых высококогерентных лазеров.

Авторы благодарны Н. И. Калитеевскому за интерес к работе и полезные обсуждения.

Приложение

Покажем, что в конфокальном резонаторе при генерации мод одной четности имеет место полная пространственная когерентность между любыми точками лазерного пучка.

Действительно, в этом случае выражение (3) для степени пространственной когерентности с принятыми допущениями преобразуется

$$\gamma(P_1, P_2, 0) = \frac{\sum_{mnm'n'}^* (P_{mn}P_{m'n'})^{1/2} F_{mn}(P_1) F_{m'n'}(P_2) e^{i\Delta\psi(P_1, P_2)}}{\sum_{mn}^* P_{mn}^{1/2} F_{mn}(P_1) \sum_{m'n'}^* P_{m'n'}^{1/2} F_{m'n'}(P_2)} =$$

$$= \frac{e^{i\Delta\psi(P_1, P_2)} \sum_{mnm'n'}^* (P_{mn} P_{m'n'})^{1/2} F_{mn}(P_1) F_{m'n'}(P_2)}{\sum_{mnm'n'}^* (P_{mn} P_{m'n'})^{1/2} F_{mn}(P_1) F_{m'n'}(P_2)} = e^{i\Delta\psi(P_1, P_2)}.$$

Таким образом, комплексная функция пространственной когерентности имеет модуль, равный единице для любых точек лазерного пучка, и фазу, зависящую от взаимного положения этих точек.

Литература

- [1] Д. В. Гордеев, Г. В. Мелехин, А. Ф. Степанов, В. А. Степанов. Электронная техника, серия 3, ГРП, 4 (12), 34, 1968.
- [2] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Изд. «Наука», М., 1973.
- [3] Э. Е. Фрадкин, В. Л. Фридрих, Л. И. Хаятин. Опт. и спектр., 24, 361, 1968.
- [4] A. G. Fox, T. Li. Bell Syst. Tech. J., 40, 453, 1961.
- [5] G. A. Arnaud. Appl. Opt., 8, 189, 1969.
- [6] G. D. Boyd, G. P. Gordon. Bell Syst. Tech. J., 40, 489, 1961.
- [7] G. D. Boyd, H. Kogelnik. Bell Syst. Tech. J., 41, 1347, 1962.
- [8] Л. А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. Изд. «Советское радио», М., 1966.
- [9] Ю. А. Ананьев, Н. А. Свенцицкая, В. Е. Шерстобитов. ЖЭТФ, 55, 130, 1968.
- [10] Ю. А. Ананьев, В. В. Любимов, И. Б. Орлов. ЖТФ, 39, 1872, 1969.
- [11] А. И. Алексеева, Д. В. Гордеев, Л. М. Пяткова. Электронная техника, серия 3, ГРП, 1, 113, 1967.
- [12] H. Stutz, C. L. Tang. J. Appl. Phys., 36, 1816, 1965.
- [13] А. М. Ратнер. Квантовые генераторы света с большим угловым расхождением. Изд. «Наукова думка», Киев, 1970.

Поступило в Редакцию 24 октября 1974 г.