Доклады Академии наук СССР
1973. Том 210, № 2

ФИЗИКА

В. И. БЕСПАЛОВ, Г. А. ПАСМАНИК

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ШУМОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ КАНАЛАХ

(Представлено академиком А. В. Гапоновым-Греховым 13 VII 1972)

При исследовании процессов, связанных с усилением шума в активных волноводных каналах, образованных внешней накачкой (вынужденное рассеяние, лазерная и параметрическая сверхлюминесценция и др.), возникает вопрос о поперечной структуре усиливаемого поля (см., например, ([1-3])). Ниже определены условия, в зависимости от которых сформированное из шума излучение является пространственно некогерентным или пространственно когерентным.

Усиление шума будем описывать параболическим уравнением *

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{i}{2k}\Delta_\perp-\frac{\Gamma(\mathbf{r})}{2}\right)\mathscr{E}=\mathscr{F}(\mathbf{r}),\tag{1}$$

где $k=\omega/v$ — волновой вектор усиливаемого излучения, $\Gamma(\mathbf{r})/2$ — пространственное распределение коэффициента усиления ($\operatorname{Re}\Gamma>0$ при $|\mathbf{r}_\perp|\to 0$), $\mathscr{F}(\mathbf{r})$ — источник шума с функцией корреляции $\langle\mathscr{F}(\mathbf{r}_\perp+\rho/2, z)\mathscr{F}^*(\mathbf{r}_\perp-\rho/2, z')\rangle A\delta(\rho)\delta(z-z')$. Пусть на границе $z=0$ задано случайное δ-коррелированное поле $\mathscr{E}(\mathbf{r}_\perp, 0)$ с функцией корреляции $\langle\mathscr{E}(r_\perp+\rho/2, 0)\mathscr{E}^*(\mathbf{r}_\perp-\rho/2, 0)\rangle=B\delta(\rho)$. Найдем решение уравнения (1) для параболического профиля усиления $\Gamma=\Gamma_0(1-\mathbf{r}_\perp^2/\mathbf{r}_0^2)$. Для этого воспользуемся оператором преобразования поля в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью, зависящей квадратично от поперечных координат:

$$\mathscr{E}=\int\limits_0^z\hat{L}\mathscr{F}(\mathbf{r})\,dz+\hat{L}\mathscr{E}(0,\mathbf{r}_\perp),\tag{2}$$

где оператор преобразования ([4])

$$\hat{L}=\frac{ik\alpha}{2\pi\sin\alpha z}\exp\left\{\frac{\Gamma_0 z}{2}-\frac{ik\alpha r_\perp^2}{2}\operatorname{tg}\alpha z\right\}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}d^2r'_\perp\exp\left\{\frac{ik\alpha}{2\operatorname{tg}\alpha z}\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{\mathbf{r}_\perp}{\cos\alpha z}-\mathbf{r}'_\perp\right)^2\right\}\times\ldots,\qquad \alpha=\sqrt{\frac{-i\Gamma_0}{kr_0^2}}.$$

На основании (2) можно определить функцию корреляции лучевой амплитуды усиливаемого излучения

$$\Phi(\mathbf{r}_\perp,\rho,z)=\frac{v\varepsilon}{4\pi}\langle\mathscr{E}(\mathbf{r}_\perp+\frac{\rho}{2},z)\,\mathscr{E}^*(\mathbf{r}_\perp-\frac{\rho}{2},z)\rangle+\text{к. с.}$$

---

* Заметим, что в случае параметрической сверхлюминесценции, описываемой в одноволновом приближении ([6]) параболическим уравнением типа (1), коэффициент диффузии перед $\Delta_\perp$ является комплексным. Хотя это и не приводит к принципиальным аналитическим трудностям по сравнению с рассматриваемым ниже случаем чисто мнимого коэффициента диффузии, тем не менее полученные на основании (1) формулы к параметрической сверхлюминесценции непосредственно не относятся.

Рассмотрим подробнее два случая: $z \ll z_к = \sqrt{\frac{k}{\Gamma_0}}\, r_0 \equiv |\alpha|^{-1}$ $(|\alpha|\, z \ll 1)$ и $z \gg z_к$ $(|\alpha|\, z \gg 1)$.

В первом случае функция корреляции равна

$$\Phi(\mathbf{r}_\perp, \boldsymbol{\rho}, z) = \frac{3vk^2\varepsilon r_0^2}{16\pi^2\Gamma_0 z^3}\left(\frac{A}{\Gamma_0} + B\right)\exp(\Gamma_0 z)\exp\left(-\frac{\mathbf{r}_\perp^2}{r_р^2}\right) \times$$
$$\times \exp\left(-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right)\cos\frac{k\boldsymbol{\rho}\mathbf{r}_\perp}{z}, \quad \Gamma_0 z \gg 1; \tag{3}$$

здесь $r_р = \frac{2r_0}{\sqrt{\Gamma_0 z}}$ и $\rho_0 = \frac{r_р}{\sqrt{3}}\left(\frac{z}{z_k}\right)^2$. Из (3) следует, что $r_р$ — радиус рассеянного пучка по огибающей, а ρ_0 — размер поперечной корреляции. Очевидно, при $z \ll z_к$ радиус поперечной корреляции мал по сравнению с радиусом по огибающей, т. е. рассеянный пучок является пространственно некогерентным.

При $z \gg z_к$ функция корреляции равна

$$\Phi(\mathbf{r}_\perp, \boldsymbol{\rho}, z) = \frac{vk\varepsilon}{2\pi^2}\frac{1}{\sqrt{2k\Gamma_0 r_0^2 z^2}}\left(\frac{A}{\Gamma_0} + B\right) \times$$
$$\times \exp\left[\left(\Gamma_0 - \frac{\sqrt{2}}{z_к}\right) z\right]\exp\left(-\frac{\mathbf{r}_\perp^2 + (\rho/2)^2}{r_р^2}\right)\cos\left(\frac{\mathbf{r}_\perp\boldsymbol{\rho}}{r_р^2}\right), \quad \Gamma_0 z \gg 1, \tag{4}$$

где $r_р = (r_0^2 / 2k\Gamma_0)^{1/4}$.

Видно, что в (4) есть только один характерный размер $r_р$ и область поперечной корреляции пучка совпадает с его радиусом, т. е. рассеянный пучок является пространственно когерентным.

Такой характер изменения пространственной когерентности рассеянного пучка обусловлен тем, что при $z \ll z_к$ для очень большого числа собственных мод активного волновода различие в коэффициентах усиления мало, тогда как при $z \gg z_к$ из-за дифракционных эффектов различие в полном инкременте соседних мод становится значительным. Вследствие этого в рассеянное излучение при $z \ll z_к$ примерно одинаковый вклад дают большое число мод со случайными фазами, а при $z \gg z_к$ основной вклад вносит нулевая мода. Таким образом, величина $z_к$ является характерным размером, на котором формируется пространственно когерентный пучок из первоначально некогерентного шума.

Отмеченный выше характер пространственной корреляции рассеянного пучка на выходе из области усиления (длины L) будет иметь место до тех пор, пока не начнут сказываться эффекты насыщения — полный инкремент $M_L = \Gamma_{эф} L$ $(\Gamma_{эф} = \Gamma_0$ при $L \ll z_к$ и $\Gamma_{эф} = \Gamma_0 - \sqrt{2}/z_к$ при $L \gg z_к)$ существенно не превысит некоторое пороговое значение $M_п$, определяемое уровнем начального шума (или интенсивностью шумового источника). Тем не менее можно ожидать, что при $M_п < M_L \ll M_к = \Gamma_0 z_к$ пучок будет пространственно некогерентным, а при $M_к \ll M_п < M_L$ обладать высокой когерентностью, хотя соотношения (3) и (4) здесь и не будут справедливы. Случай $M_п < M_к < M_L$ требует более детального анализа.

Проиллюстрируем приведенные неравенства на примере обратного вынужденного рассеяния света (в.р.). При обратном в.р. распределение накачки вдоль z при превышении порога автоматически устанавливается таким, что полный инкремент M_L лишь немного больше, чем $M_п$ ([5]). При этом условие некогерентности или когерентности сводится, как легко убедиться, соответственно к неравенствам

$$kr_0^2/L \gg M_п, \quad kr_0^2/L \ll M_п. \tag{5}$$

Для обратного в.р. $M_п = 25-30$ ([5]) и при $\lambda \simeq 0,7\ \mu$ и $r_0 = 0,5$ мм критическая длина, разграничивающая области формирования когерентного и некогерентного пучков, $z_к = kr_0^2 / M_п = 8$ см.

Протяженность трассы, на которой происходит формирование пространственного когерентного пучка, зависит от формы волновода. Например, в волноводе с радиусом r_0 и прямоугольным профилем усиления $z_{к\ пр} = kr_0^2$ и отношение $z_{к\ пр} / z_к = \sqrt{\Gamma_0 k r_0^2}$. Если полный инкремент ($\simeq \Gamma_0 L$) на длине $L = kr_0^2$ достигает 25—30, то $z_{к\ пр} / z_к \simeq 5-6$. При усилении шума в волноводах с переменным радиусом и коэффициентом усиления (например, в волноводном канале, образованном сфокусированным пучком накачки) также существуют условия, в зависимости от которых происходит или не происходит формирование пространственно когерентного излучения. Так, при вынужденном рассеянии сфокусированного пучка пространственно когерентный пучок рассеянного излучения формируется в том случае, если основное усиление происходит вблизи фокуса линзы, и лишь при мощности накачки, достаточной для развития интенсивного вынужденного рассеяния до фокуса линзы, рассеянное излучение становится некогерентным.

Авторы благодарны В. И. Таланову за обсуждение результатов.

Горьковский научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступило
7 VII 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев и др. Письма в ЖЭТФ, **15**, 160 (1972). [2] В. М. Коммисаров, Письма в ЖЭТФ, **14**, 64 (1971). [3] П. В. Елютин, Оптика и спектроскопия, **30**, 246 (1971). [4] В. И. Таланов, Докторская диссертация, Горький, 1967. [5] В. И. Беспалов, А. М. Кубарев, Г. А. Пасманик, Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, **13**, 1433 (1970). [6] Г. И. Фрейдман, ЖЭТФ, 58, 1959 (1970).