Доклады Академии наук СССР
1973. Том 210, № 5

УДК 538.576.452 *ФИЗИКА*

Г. А. ПАСМАНИК

О ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ ПУЧКОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО СВЕТА

(Представлено академиком А. В. Гапоновым-Греховым 11 I 1973)

1. В последнее время большой интерес вызывают нелинейные оптические эффекты в поле некогерентной накачки ([1-5]). Теоретически и экспериментально показано, что при достаточно большой расстройке групповых скоростей усиливаемой волны и накачки эффективность параметрического и комбинационного взаимодействия снижается с уширением временного и пространственного спектра возбуждающего света. Если же расстройка групповых скоростей несущественна, то инкремент интенсивности не зависит от ширины спектра накачки ([1]). Однако полученные результаты относятся только к недиафрагмируемым пучкам накачки. Тем не менее при исследовании нелинейных процессов в протяженных объемах, возбуждаемых излучением многомодового лазера, сверхлюминесценции или теплового источника, могут оказаться заметными эффекты, вызванные дифракцией сильно неоднородного в поперечном направлении пучка света. Они становятся особенно существенными в том случае, когда область продольной корреляции возбуждающего поля, связанная с некогерентностью падающего излучения в поперечном направлении, мала по сравнению с характерным расстоянием нелинейного взаимодействия. Оказывается, например, что даже при совпадающих (по величине и направлению) скоростях накачки и усиливаемой волны уширение спектра падающего света может уменьшить эффективность взаимодействия волн и, в частности, привести к подавлению попутного вынужденного комбинационного рассеяния (в.к.р.).

2. Рассмотрим подробнее особенности развития нелинейных эффектов в поле некогерентного диафрагмируемого пучка накачки на примере попутного в.к.р. *. Запишем поле накачки на входе в нелинейную среду в виде

$$\mathscr{E}_{\text{н}}(z=0,\,\mathbf{r}_\perp,\,t)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} C_\varkappa(t)\,e^{i\varkappa\mathbf{r}_\perp}\,d^2\varkappa.$$

Предположим, что функция корреляции

$$\langle C_{\varkappa-\mathbf{p}/2}(t)\,C^*_{\varkappa+\mathbf{p}/2}(t')\rangle=S(\varkappa,\,\mathbf{p},\,t,\,t') \tag{1}$$

имеет характерный масштаб $\varkappa_0$ изменения по $\varkappa$, значительно больший, чем масштаб p_0 изменения по $\mathbf{p}$. Масштаб поперечной корреляции $\varkappa_0^{-1}$ поля $\mathscr{E}_{\text{н}}$, удовлетворяющего указанному условию, мал по сравнению с масштабом изменения огибающей p_0^{-1}.

Если для нахождения поля накачки в плоскости $z>0$ воспользоваться параболическим уравнением и определить функцию корреляции поля в двух соседних точках $\langle\mathscr{E}_{\text{н}}(\mathbf{r}_\perp,\,z,\,\eta)\mathscr{E}_{\text{н}}^*(\mathbf{r}_\perp',\,z',\,\eta')\rangle$, то нетрудно убедиться,

* Аналогичным образом можно провести рассмотрение также в случае параметрического взаимодействия и других типов вынужденного рассеяния (в.р.), в том числе обратных в.р.

что указанная функция спадает до нуля при $|z - z'| \gg z_k = k / \varkappa_0^2$. Значение $z_k = k / \varkappa_0^2$ характеризует область продольной корреляции пучка возбуждающего излучения.

3. Уравнения, описывающие молекулярные колебания σ и распространение стоксовой компоненты $\mathscr{E}_c$ попутного в.к.р. ($u_н = u_c$) в стандартных обозначениях (см., например, [1]), имеют вид ($\eta = t - z / u_н$)

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k}\Delta_\perp\right)\mathscr{E}_c = i\beta_c\mathscr{E}_н(\mathbf{r}, \eta)\sigma,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial \eta} + T_2^{-1}\right)\sigma = -i\beta_\sigma\mathscr{E}_н^*(\mathbf{r}, \eta)\mathscr{E}_c + N(\mathbf{r}, \eta), \tag{2}$$

или в интегродифференциальной форме

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k}\Delta_\perp\right)\mathscr{E}_c = \beta_c\beta_\sigma\int_0^\eta d\eta_1 \exp\left(-\frac{\eta - \eta_1}{T_2}\right)\Phi_н(\mathbf{r}, \eta, \eta_1)\mathscr{E}_c(\mathbf{r}, \eta_1) + f(\mathbf{r}, h), \tag{3}$$

где

$$f(\mathbf{r}, \eta) = i\beta_c\mathscr{E}_н(\mathbf{r}, \eta)\int_0^\eta d\eta_1 \exp\left(-\frac{\eta - \eta_1}{T_2}\right)N(\mathbf{r}, \eta_1) +$$

$$+ i\beta_c\mathscr{E}_н(\mathbf{r}, \eta)\sigma(\eta = 0, \mathbf{r})\exp\left(-\frac{\eta}{T_2}\right).$$

Покажем, что при достаточно малой области продольной корреляции случайную функцию $\Phi(r, \eta, \eta_1) = \mathscr{E}_н(\mathbf{r}, \eta)\mathscr{E}_н^*(\mathbf{r}, \eta_1)$, входящую в правую часть уравнения (3), можно заменить ее средним значением. Действительно, используя свойства нормального распределения поля *, нетрудно показать, что дисперсия флуктуаций $\Phi(\mathbf{r}, \eta, \eta_1)$ по порядку величины не превышает среднего значения самой функции, а область продольной корреляции флуктуаций примерно равна z_k. Отсюда следует, что члены, связанные с флуктуацией функции $\Phi(\mathbf{r}, \eta, \eta_1)$, не внесут существенного вклада в рассеянное поле, удовлетворяющее уравнению (3), если на длине области продольной корреляции усиление пренебрежимо мало. Более подробный анализ показывает, что допустимая величина усиления на длине z_k не должна превышать обратной величины полного инкремента, наименьшее значение которой, достигаемое вблизи порога в.к.р., примерно равно $(4{-}5)\cdot 10^{-2}$.

4. Дальнейшее рассмотрение проведем для случая, когда поле накачки имеет стационарную функцию корреляции $\langle\Phi_н(\mathbf{r}, \eta, \eta_1)\rangle = B(\mathbf{r}, \tau = \eta - \eta_1)$. Уравнение для поля рассеянного излучения записывается в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k}\Delta_\perp\right)\mathscr{E}_c = \beta_c\beta_\sigma\int_0^\eta d\tau\, e^{-\tau/T_2}B(\mathbf{r}, \tau)\mathscr{E}_c(\mathbf{r}, \eta - \tau) + f(\mathbf{r}, \eta). \tag{4}$$

Решение (4) нетрудно получить, переходя в последнем уравнении к изображениям по Лапласу. Так, например, для прямоугольного импульса накачки, лоренцовой линии возбуждающего излучения

$$B(\mathbf{r}, \tau) = \langle|\mathscr{E}_н|^2\rangle \exp\left(-\frac{\Delta\omega_н}{2}|\tau|\right)$$

и не зависящей от координат огибающей ($\langle|\mathscr{E}_н|^2\rangle = \mathrm{const}\,(\mathbf{r})$) полный инкремент в.к.р. равен

* Нормальный закон распределения для поля $\mathscr{E}_н$, являющегося суммой большого числа компонент, коррелированных в узкой области $p_0 \ll \varkappa_0$, следует из центральной предельной теоремы.

$$G = \begin{cases} 2\sqrt{2\Gamma z\eta\,|\,\tau_0} - 2\eta/\tau_0 & \text{при } \eta \leqslant {}^1/_2\,\Gamma_z\tau_0, \\ \Gamma_z & \text{при } \eta \geqslant {}^1/_2\,\Gamma_z\tau_0; \end{cases} \tag{5}$$

здесь $\Gamma = 2\beta_c\beta_\sigma\langle|\mathscr{E}_н|^2\rangle\tau_0$ — стационарный инкремент (на единицу длины), $\tau_0^{-1} = T_2^{-1} + {}^1/_2\Delta\omega_н$.

Инкремент не зависит от размера области z_k. Это следствие предполагаемой выше δ-корреляции поля возбуждающего света и марковского характера стоксового излучения. Формула (5) при $\Delta\omega_н \to 0$ совпадает с выражением для инкремента попутного в.к.р., возбуждаемого пространственно когерентным (по уже не обязательно монохроматическим!) светом. Однако при $\Delta\omega_н \neq 0$ пространственная некогерентность возбуждающего излучения, в отличие от случая когерентной накачки, приводит к уменьшению инкремента в $(1 + \Delta\omega_н / \Delta\omega_{сп})$ раз, $\Delta\omega_{сп} = 2 / T_2$.

5. Для расчета условий, при которых справедливо проводимое выше рассмотрение, необходимо оценить величину усиления на расстоянии z_k. В стационарном случае и при $u_н = u_c$ эта величина оценивается по формуле $G_k = \Gamma_0 z_k$, $\Gamma_0 = \Gamma(\Delta\omega_н = 0)$. В оптическом диапазоне $\Gamma_0[\text{см}^{-1}] = 10^{-2}\, I_0$ [Мвт/см^2] ([2]) и условие применимости (5) — $G_k < s \cdot 10^{-2}$ — сводится к соотношению $P_k[\text{квт}] < \lambda[\mu]$ (P_k — мощность излучения с площади характерной неоднородности пучка (мощность одной нити), λ — длина волны возбуждающего света).

6. Для оценки ширины углового спектра комбинационного излучения предположим, что огибающая пучка накачки имеет параболический профиль $B(\mathbf{r}, \tau) = B(0, 0)(1 - \mathbf{r}_\perp^2 / r_0^2)\exp(-\Delta\omega_н|\tau| / 2)$. Нетрудно убедиться, что в рамках используемого выше приближения (малая область продольной корреляции по сравнению с характерным масштабом усиления) расстояние, на котором формируется пространственно когерентное в.к.р., $z_0 = \sqrt{k / \Gamma r_0}$ ([6]), значительно превосходит длину дифракционного уширения огибающей $\bar{z} = kr_0 / \varkappa_0$. Это означает, что в рассматриваемом случае комбинационное излучение является пространственно некогерентным. Ширина углового спектра рассеянного света $\theta_c = \dfrac{\sqrt{3\bar{z}}}{z\sqrt{\Gamma z}}\,\theta_н$ ($\theta_н = 2\varkappa_0 / k$ — расходимость пучка накачки) при достаточно протяженной трассе может сравняться с шириной углового спектра падающего излучения или даже достигнуть несколько меньшего значения (при $z \simeq \bar{z}$).

Автор выражает свою признательность В. И. Беспалову, обратившему внимание на отличительные особенности нелинейных оптических эффектов в поле пространственно некогерентной накачки, и В. И. Таланову за обсуждение проблемы.

Горьковский научно-исследовательский радиофизический институт

Поступило 7 IX 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] С. А. Ахманов, А. С. Чиркин, Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971. [2] С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин, Письма ЖЭТФ, 13, 724 (1971). [3] Ю. Е. Дьяков, Краткие сообщения по физике, ФИАН, № 7, 1971. [4] А. З. Грасюк, И. Г. Зубарев, Тез. докл. VI Всесоюзн. конфер. по нелинейной оптике, Минск, 1972. [5] Ю. Е. Дьяков, Б. В. Жданов, Л. И. Павлов, Тез. докл. VI Всесоюзн. конфер. по нелинейной оптике, Минск, 1972. [6] В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик, ДАН, 210, № 2 (1973).