

Пространственная структура стокова излучения в прямом и обратном направлениях при вынужденном комбинационном рассеянии бесселева светового пучка

В.Н.Белый¹, А.С.Гравчиков¹, В.А.Лисинецкий¹,
В.А.Орлович¹, Н.А. Хило², Р.В.Чулков¹

¹Институт физики НАН Беларуси, 220072 Минск, пр.Ф.Скорины, 70

²Отдел оптических проблем информатики НАН Беларуси, 220141 Минск, ул.
Купревича 1–2.

Резюме

Предложена модель теоретического описания процесса ВКР, основанная на анализе нелокального нелинейного отклика при накачке бесселевым пучком. Установлена взаимосвязь между типом векторного взаимодействия плоскостолновых компонент бесселевых пучков и соответствующего ему коэффициента усиления. Экспериментально обнаружен и теоретически объяснен эффект уменьшения угла конусности рассеянного в обратном направлении стокова бесселева пучка.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) является в настоящее время одним из методов исследования нелинейно-оптических свойств бесселевых световых пучков (БСП) (см. [1]–[2]). Для выявления особенностей протекания четырехволновых процессов, обусловленных применением бесселевых пучков, важно принять во внимание их характерный отличительный признак в сравнении с пучками гауссова типа. Он состоит в том, что пространственный спектр бесселева пучка локализован на высокой частоте. Следовательно, в отличие от гауссовых пучков здесь важную роль могут играть взаимодействия непосредственно Фурье-компонент полей. Данные взаимодействия являются по определению пространственно нелокальными и поэтому не могут быть ограничены областями максимальной интенсивности пучков.

Для описания пространственно нелокального вынужденного рассеяния необходимо получить уравнение для Фурье-компоненты поля на стоковой (s) частоте. Выберем поле накачки (p) в виде Бессель-гауссова пучка с напряженностью электрического поля

$$E_p(\rho, z) = \sqrt{N_p/W_p} J_0(q_p \rho) \exp(-\rho^2/2w_p^2) \exp(ik_{pz}z), \quad (1)$$

где $k_{pz} = \sqrt{k_p^2 - q_p^2}$, N_p –мощность, $W_p = \sqrt{\pi}w_p/q_p$ –нормировочный множитель.

Нелинейная поляризация на стоковой частоте зависит от амплитуд полей следующим образом: $P(\omega_s) \sim E_p u^* \sim E_p E_p^* E_s$, где $u(\rho)$ – амплитуда ВКР-активного колебания среды.

Процесс ВКР в приближении заданной интенсивности накачки и с учетом дифракции стокова поля с амплитудой $a_s(\rho)$ описывается уравнением

$$\frac{\partial a_s(\rho, z)}{\partial z} = \frac{i}{2k_z} (\nabla_{\perp}^2 + q_p^2) a_s(\rho, z) + \beta J_0^2(q_p \rho) \exp(-\rho^2/w_p^2) a_s(\rho, z), \quad (2)$$

где $\beta = g_0 N_p / 2W_p$, g_0 –параметр нелинейности.

С учетом цилиндрической симметрии задачи представим функцию $a_s(\rho)$ в виде интеграла Фурье-Бесселя

$$a_s(\rho, z) = \int A(q, z) J_0(q\rho) q dq. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), получим интегро-дифференциальное уравнение для спектральной компоненты рассеянного поля

$$\frac{\partial A(q, z)}{\partial z} = \frac{i}{2k_z} (q_p^2 - q^2) + \beta \int \left(\int_0^\infty J_0^2(q_p \rho) J_0(q\rho) J_0^2(q_1 \rho) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right) \rho d\rho \right) A(q_1, z) q_1 dq_1. \quad (4)$$

Преобразуем уравнение (4), используя интегральное представление бesselевой функции

$$J_0(q\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[iq\rho \cos(\phi)] d\phi. \quad (5)$$

Далее будем использовать статистическую интерпретацию (5), состоящую в том, что БСП представляет собой плосковолновую компоненту (ψ -компоненту), равномерно распределенную (плотность вероятности равна $1/2\pi$) по поверхности конуса [3]. Используя (5), произведение двух бesselевых функций может быть представлено в виде

$$J_0(q_p \rho) J_0(q\rho) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi J_0\left(\sqrt{q_p^2 + q^2 - 2qq_p \cos(\phi)} \rho\right) d\phi, \quad (6)$$

где φ – угол между ψ -компонентами двух БСП. Используя (6), представим интеграл в (4) в развернутом виде

$$g(q) = \int \chi(q, q_1) A(q_1) q_1 dq_1, \quad (7)$$

где

$$\chi(q, q_1) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\pi \int_0^\pi C(q, q_1, \varphi, \varphi_1) d\varphi d\varphi_1, \quad (8)$$

$$C(q, q_1, \varphi, \varphi_1) = \int_0^\infty J_0[Q(q, \varphi)\rho] J_0[Q(q_1, \varphi_1)\rho] \exp(-\rho^2/w_p^2) \rho d\rho, \quad (9)$$

$$Q(q, \varphi) = \sqrt{q_p^2 + q^2 - 2qq_p \cos(\varphi)}. \quad (10)$$

Отметим, что в уравнениях (8)-(10) углы φ и φ_1 определяют взаимную ориентацию ψ -компонент бesselевых пучков накачки и рассеянного поля. При этом, как следует из (8), взаимная ориентация ψ -компонент может быть любой в интервале $(0, \pi)$. Это означает, что в процессе ВКР в принципе возможна реализация всех возможных векторных взаимодействий. Однако в действительности не все эти взаимодействия будут равновероятны. Чтобы показать это, исследуем зависимость от азимутальных углов функции $C(q, q_1, \varphi, \varphi_1)$. Проводя интегрирование (8), получим нелокальный отклик вида

$$C(q, q_1; \varphi, \varphi_1) = \frac{w_p^2}{2} I_0 \left(Q(q, \varphi) Q(q_1, \varphi_1) \frac{w_p^2}{2} \right) \exp \left(-\frac{w_p^2}{4} (Q(q, \varphi)^2 + Q(q_1, \varphi_1)^2) \right), \quad (11)$$

где $I_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя.

На рис. 1 показано несколько примеров нелокального отклика, а на рис. 2 – его одномерные сечения

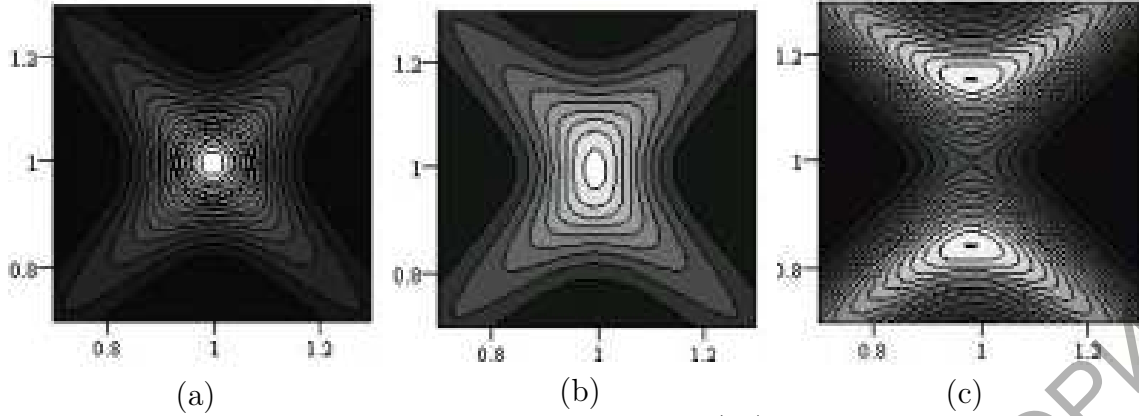
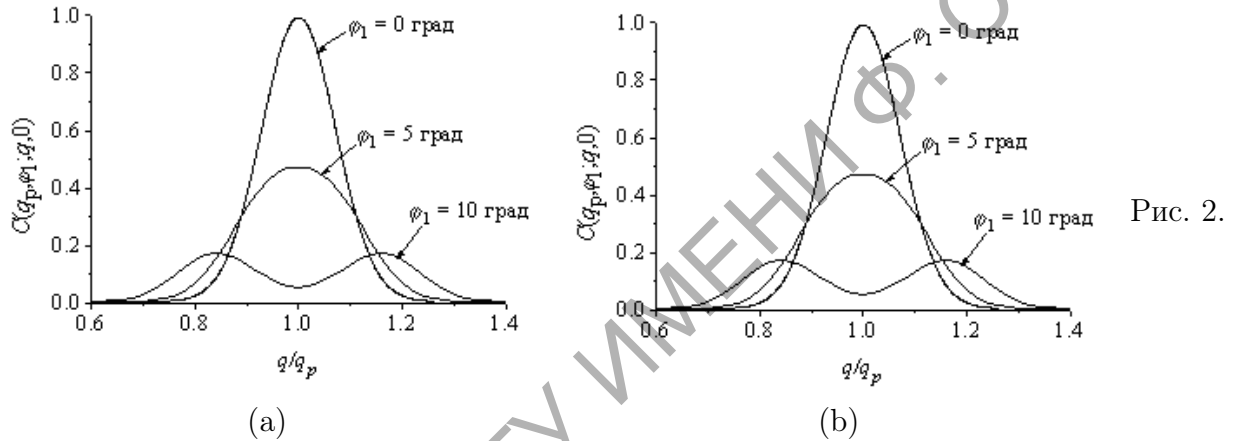


Рис. 1. Двумерная функция нелокального отклика (12) в зависимости от отношения q/q_p и q_1/q_p при $\varphi_1 = 0$ и значениях φ , равных 0° (a), 5° (b) и 10° (c).



Сечения двумерного отклика: недиагональное $C(q_p, \varphi_1; q, 0)$ (a) и диагональное $C(q, \varphi; q, \varphi)$ (b).

Из рисунков видно, что максимальный отклик и, следовательно, коэффициент усиления реализуется при близких к нулю углах φ и φ_1 . При увеличении одного или обоих углов функция $C(q_p, \varphi, q, \varphi_1)$ вначале испытывает уширение, сохраняя единственный максимум, величина которого падает. Далее происходит расщепление максимума коэффициента усиления на две области. Если зафиксировать угол φ , а менять угол φ_1 , то двумерные картинки на рис. 1 будут повернуты на 90 градусов. Предельное значение угла φ_{max} , при котором расщепление максимума не происходит, определяется из выражения $\sin(\varphi_{max}/2) = 1/q_p w_p$, а положение максимумов описывается формулой

$$q_{1,2} = q_p \left(1 \pm \left(\sin(\varphi/2) + \sqrt{\sin^2(\varphi/2) - 1/(w_p q_p)^2} \right) \right). \quad (12)$$

Из проведенного анализа коэффициента усиления следует, что максимальное его значение будет иметь место, если углы φ и φ_1 близки к нулю. Физически это означает формирование статистической связи ψ -компонент накачки и стоксова излучения, причем стоксово излучение будет иметь преимущественно совпадающую с накачкой ориентацию ψ -компоненты. Следует отметить, однако, что установление корреляции происходит постепенно по мере перехода от спонтанного рассеяния к вынужденному. Действительно, на стадии спонтанного КР при возбуждении колебаний среды за счет взаимодействия БСП накачки с флуктуационным стоксовым полем, связь ориентации ψ -компонент данных полей отсутствует. Следовательно, значение угла φ_1 здесь может

быть любым. В то же время излучение стоксова поля всегда будет происходить с учетом селективности функции $C(q_p, \varphi, q, \varphi_1)$ по отношению к углу φ . Поэтому в стоксовом излучении будет накапливаться азимутально-коррелированная с накачкой компонента, что приведет также к уменьшению угла φ по мере перехода от спонтанного к вынужденному рассеянию.

Важной чертой нелокального отклика $C(q, \varphi, q_1, \varphi_1)$ является характер его зависимости от пространственных частот. Эта зависимость определяет структуру стоксова излучения в дальней зоне. Как следует из рис. 1, максимальный отклик реализуется при $q = q_1 = q_p$, что полностью согласуется с выполненными к настоящему времени экспериментальными исследованиями (см. рис. 3 и [1]) рассеянного вперед стоксова излучения. В то же время наши исследования обратного рассеяния показали, что пространственная частота Бесселева стоксова пучка здесь меньше, чем для накачки (рис. 3).

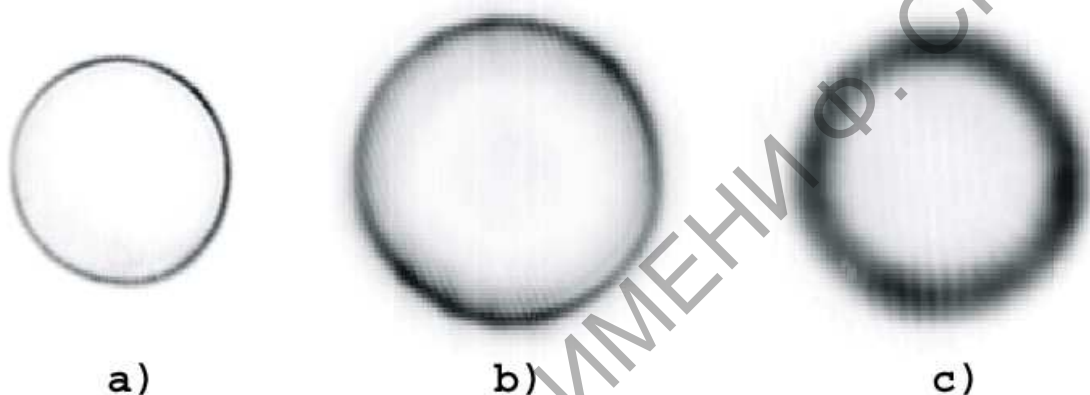


Рис.3 Распределение интенсивности в дальней зоне Бесселева пучков накачки (а), прямого (b) и обратного (c) Бесселевых стоксовых пучков.

Этот эффект может быть объяснен исходя из зависимости между положением максимума коэффициента усиления в плоскости пространственных частот и значениями углов φ и φ_1 (рис. 2). Как видно, максимум коэффициента усиления либо смещается полностью в область низких частот (рис. 2b), когда $\varphi = \varphi_1$, либо раздваивается, когда $\varphi \neq \varphi_1$. Это смещение реально может проявиться в условиях истощения накачки, из-за которого происходит перестройка векторных взаимодействий. При этом указанный процесс будет влиять в первую очередь на обратное ВКР, которое всегда развивается в условиях относительного истощения накачки.

Литература

- [1] L.Niggli, M.Maier, Opt. Commun. 154, 65 (1998)
- [2] R.Gadonas, V.Jarutis, A.Marcinkevicius, V.Smilgevicius, A.Stabinis, V.Vaicaitis, Opt. Commun. 169, 189 (1999)
- [3] V.N.Belyi, N.S.Kazak, N.A.Khilo, Quantum Electronics, 30, 753 (2000)