

К ТЕОРИИ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

А.А. Зозуля, В.П. Силин, В.Т. Тихончук

Сформулированы основы теории явления обращения волнового фронта в скрещенных пучках света, френелевская длина которых велика по сравнению с областью нелинейного взаимодействия.

Теория явления обращения волнового фронта (ОВФ) привлекает к себе большое внимание /1/. При этом если для волноводных условий ОВФ здесь имеется существенное продвижение, то применительно к задаче ОВФ световых пучков большого сечения нерешенных вопросов остается много. Для таких пучков физическая картина ОВФ существенно неоднородна, что затрудняет получение аналитических результатов. Вместе с тем, пучки большого сечения нужны для обращения мощных потоков лазерного излучения, когда желательно использовать сравнительно тонкие ОВФ зеркала. Последнее заставляет обратиться к низкопороговым механизмам ОВФ, которые отвечают генерации вынужденного рассеяния (ВР) или, иными словами, режимам абсолютной неустойчивости /2-5/. Небольшая толщина нелинейного ОВФ зеркала по сравнению с френелевской длиной светового пучка качественно упрощает теорию явления ОВФ.

В настоящей работе на примере ВР Манделъштама – Бриллюэна (ВРМБ) построена теория генерации ВР при нелинейном взаимодействии неоднородных по сечению скрещенных световых пучков, отвечающих схемам ОВФ (рис. 1) работ /6,7/ (оптический кольцевой резонатор). Аналитически продемонстрирована эффективность ОВФ в области нелинейного взаимодействия перекрывающихся пучков, размер которой значительно меньше френелевских длин.

Пусть в нелинейной среде под углом 2θ пересекаются два когерентных световых пучка с одинаковой частотой ω_0 , имеющие ширину d (рис. 2). Амплитуды электрического поля $E_{01}(y)$ и $E_{0-1}(x)$ описывают структуры волновых фронтов световых пучков. В области пересечения происходит процесс совместного рассеяния двух световых волн на общей звуковой волне с волновым вектором, направленным по биссектрисе между направлениями распространения пучков (двойное ВР /5/). При этом в результате ВР первого пучка (E_{01}) возникает стоксово излучение (E_{-11}), распространяющееся навстречу второму пучку (E_{0-1}). Напротив, ВР второго пучка создает стоксову волну (E_{-1-1}), распространяющуюся навстречу первому. В пренебрежении истощением возбуждающих волн для амплитуд электрического поля стоксовых волн имеем следующую систему укороченных уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial y} E_{-11}(x,y) = - \frac{K}{1-i\lambda} (|E_{01}(y)|^2 E_{-11} + E_{01}(y) E_{0-1}^*(x) E_{-1-1}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_{-1-1}(x,y) = - \frac{K}{1-i\lambda} (|E_{0-1}(x)|^2 E_{-1-1} + E_{01}^*(y) E_{0-1}(x) E_{-11}).$$

Здесь K – параметр нелинейного взаимодействия (например, для ВРМБ $K = \omega_0 \omega_s Y^2 d / 128 \pi n c \rho v_s^2 \gamma_s \sin 2\theta$): ω_s – частота возбуждаемой волны; γ_s – ее декремент затухания; $\lambda = [2n c \omega_0 (v_s/c) \cos \theta - \omega_s] / \gamma_s$ – безразмерная отстройка частоты стоксова излучения от центра линии усиления; координаты x и y направлены вдоль распространения световых пучков (рис. 2) и обезразмерены на их диаметр d таким образом, чтобы в этих координатах область взаимодействия представляла квадрат со стороной 2 и с центром в начале координат.

В уравнениях (1) пренебрежено дифракционными членами и временными производными электрических полей в предположении, что размер области пересечения $(d/\sin 2\theta)$ мал по сравнению с френелевскими длинами каждого из пучков, а время пробега световой волной области взаимодействия мало по сравнению со временем затухания звуковой волны ($n \gamma_s d / c \sin 2\theta \ll 1$). Кроме того, для упрощения формул, пренебрежено ВР назад каждого из пучков в предположении $\theta \gg \sqrt{\gamma_s / \omega_s}$.

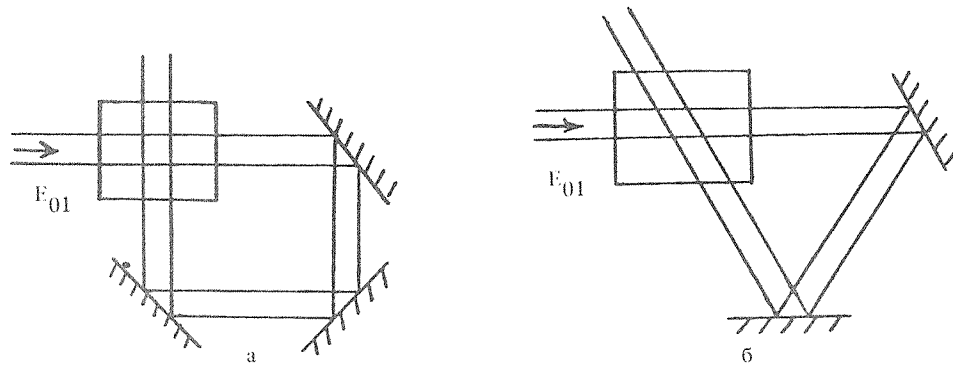


Рис. 1. Схемы ОВФ при ВР в скрещенных световых пучках, реализованные в работах /6/ (а) и /7/ (б).

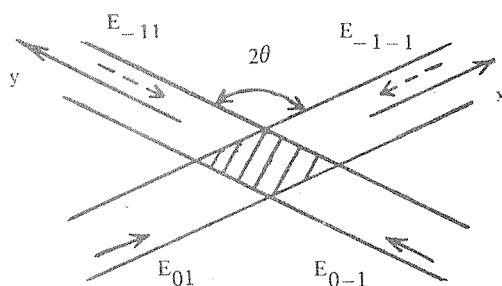


Рис. 2. Область взаимодействия при ВР скрещенных световых пучков с амплитудами E_{01} и E_{0-1} ; $E_{-1\pm 1}$ — амплитуды стоксовых волн.

Применительно к схемам рис. 1а,б граничные условия для амплитуд взаимодействующих волн соответственно имеют вид:

$$E_{0-1}(z) = rE_{01}(z); \quad E_{-1-1}(1, z) = rE_{-11}(z, -1); \quad E_{-11}(z, 1) = 0. \quad (2a)$$

$$E_{0-1}(z) = rE_{01}(-z); \quad E_{-1-1}(1, z) = rE_{-11}(-z, -1); \quad E_{-11}(z, 1) = 0. \quad (2б)$$

где r — общий коэффициент отражения системы зеркал.

Система уравнений (1) сводится к гиперболическому уравнению второго порядка

$$\partial^2 f / \partial x \partial y - [K / (1 - i\lambda)]^2 |E_{01}(y)|^2 |E_{0-1}(x)|^2 f = 0$$

для функции

$$f(x, y) = \frac{E_{-11}(x, y)}{E_{0-1}^*(x)} \exp \left[\frac{K}{1 - i\lambda} \int_0^y dz |E_{01}(z)|^2 + \frac{K}{1 - i\lambda} \int_0^x dz |E_{0-1}(z)|^2 \right].$$

Его решение (см. /8/) определяет значение $f(x, y)$ внутри области взаимодействия через ее значения и значения ее производных на границе области. При учете $E_{-11}(x, 1) = 0$ находим (I_0 — модифицированная функция Бесселя):

$$f(x, y) = - \int_y^1 dz I_0 \left(\frac{2K}{1 - i\lambda} \left[\int_y^z dy' |E_{01}(y')|^2 \int_x^1 dx' |E_{0-1}(x')|^2 \right]^{1/2} \right) \frac{\partial}{\partial z} f(1, z). \quad (3)$$

Использование граничных условий (2) для функции $f(x, y)$ (3) приводит к интегральным уравнениям

Фредгольма II рода для функции $f(x, -1)$ ($\kappa = K \int_{-1}^1 dz |E_{01}(z)|^2$):

$$f(s, -1) = \frac{|r|^2}{1-i\lambda} \int_0^{\kappa} ds' I_0 \left(\frac{2|r|}{1-i\lambda} \sqrt{s'(k-s)} \right) e^{[(1-|r|^2)s' + |r|^2\kappa]/(1-i\lambda)} f(s', -1);$$

$$s = K \int_{-1}^{\kappa} dz |E_{01}(z)|^2, \quad (4a)$$

$$f(s, -1) = \frac{|r|^2}{1-i\lambda} \int_0^{\kappa} ds' I_0 \left(\frac{2|r|}{1-i\lambda} \sqrt{ss'} \right) e^{(1+|r|^2)s'/(1-i\lambda)} f(s', -1);$$

$$s = K \int_{-1}^{-x} dz |E_{01}(z)|^2. \quad (4б)$$

Собственные значения уравнений (4) определяют пороги генерации ВР и частоты возбуждаемых волн. Возможность введения "универсальной" переменной s указывает на то, что порог генерации не зависит от поперечной структуры пучка и определяется лишь усредненным по сечению значением коэффициента конвективного усиления κ .

В случае $|r| \ll 1$ из (4) следует, что пороги генерации для схем рис. 1а, б одинаковы. Генерация может возбуждаться на различных частотах $\lambda_N = 2\pi N / \ln(1/|r|^2)$, причем пороги генерации $\kappa_N = (1 + \lambda_N^2) \times \ln(1/|r|^2)$ растут с номером моды N . Минимальный порог $\kappa_0 = \ln(1/|r|^2)$ отвечает генерации излучения в центре спектральной полосы усиления. Поскольку, в случае $|r| \ll 1$ собственные функции уравнений (4) не зависят от s , то для основной моды $N = 0$ пространственные распределения полей рассеянных волн ($E_{-11} \propto E_{0-1}^*(x)$, $E_{-1-1} \propto E_{01}^*(y)$) оказываются в точности комплексно-сопряженными встречным полям волн накачки.

Таким образом, схемы оптического кольцевого резонатора при $|r| \ll 1$ могут обеспечить практически полное ОВФ, если дискриминировать высшие моды рассеяния. Этого можно добиться выбором интенсивности падающего излучения, поскольку пороги генерации для мод $N = 0$ и $|N| = 1$ заметно отличаются (например, если $|r|^2 = 4\%$, то $\kappa_0 \approx 3,2$; $\kappa_1 \approx 15,5$).

Для получения режима генерации ВР необходимо, чтобы длительность импульса падающего излучения значительно превышала время возбуждения абсолютной неустойчивости, которое вблизи порога определяется либо временем затухания звука, либо временем пробега света через систему зеркал.

С ростом коэффициента отражения пороги генерации убывают, но одновременно также несколько ухудшается качество обращения из-за того, что на отраженное поле накладываются медленные (с масштабом порядка ширины пучка) изменения амплитуды и фазы. В предельном случае глухих зеркал ($|r| = 1$) из решения уравнений (4) следует, что для схемы рис. 1а минимальный порог генерации для основной моды ($\lambda = 0$) составляет $\kappa_0 \approx 0,54$. При этом коэффициент качества обращения

$$\eta = \left| \int_{-1}^1 dy E_{-1-1}(-1, y) E_{01}(y) \right| \left[\int_{-1}^1 dy |E_{-1-1}(-1, y)|^2 \int_{-1}^1 dy |E_{01}(y')|^2 \right]^{-1/2}$$

равен 95%. Для схемы рис. 1б соответственно $\kappa_0 = 0,52$; $\eta = 85\%$.

Необходимым элементом генерации в обеих рассмотренных схемах является положительная обратная связь для рассеянных волн, осуществляемая системой зеркал (второе соотношение в (2)). Условие зеркального отражения для падающего излучения (первое соотношение в (2)) не является необходимым, если второй пучок накачки создается независимым когерентным источником.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., Наука, 1985, гл. 4,5.
2. Ахманов С. А., Ляхов Г. А. ЖЭТФ, 66, 96 (1974).
3. Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Квантовая электроника, 9, 393 (1982).
4. Андреев Н. Ф. и др. ЖЭТФ, 82, 1047 (1982).
5. Зозуля А. А., Силин В. П., Тихончук В. Т. Письма в ЖЭТФ, 38, 48 (1983).
6. Одинцов В. И., Рогачева Л. Ф. Письма в ЖЭТФ, 36, 281 (1982).
7. Cronin-Golomb M. et al. Appl. Phys. Lett., 42, 919 (1983).
8. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., Наука, 1972, гл. 2.

Поступила в редакцию 20 декабря 1985 г.