

2. Предложено объяснение эффекта насыщения на основе механизма «гашения колебаний».

3. Показано, что нестационарную спектроскопию насыщения можно использовать для измерения сечений комбинационного рассеяния на электронных переходах атомов металлов.

Авторы благодарны С. А. Ахманову и Н. И. Коротееву за интерес к работе и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М., 1981. [2] Магницкий С. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1983. [3] Тарасевич А. П. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1985. [4] Vriens L. // Opt. Comm. 1974, 11, N 4. P. 396.

Поступила в редакцию  
18.01.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.14

#### СЖАТЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОГРАНИЧЕННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКАХ

А. В. Белинский, А. С. Чиркин

*(кафедра общей физики и волновых процессов)*

Изучен процесс приготовления сжатых состояний пространственно ограниченных световых пучков в случае параметрического усиления. Впервые показано, что возможно повышение эффективности сжатия классического шума расходящихся пучков по сравнению с коллимированными.

В последнее время вопросам получения и использования в сверхточных измерениях квантовых сжатых состояний уделяется значительное внимание (см., напр., [1—8]). Этот интерес обусловлен не только новизной данного явления, но и важностью практических приложений, например принципиальной возможностью снижения уровня шумов при фоторегистрации ниже дробового, до недавнего времени считавшегося пороговым. Наибольшие усилия экспериментаторов, направленные на реализацию этих возможностей, уже отмечены первыми успехами [4, 8] и предполагают использование трех- или четырехфотонного смещения, обладающего способностью избирательного усиления квадратурных компонент взаимодействующих волн, вообще характерной для параметрического усиления [9].

При описании процесса сжатия [1—3, 5—7] авторы неизменно оперируют с плоскими волнами, т. е. используют геометрикооптическое приближение. Вместе с тем в [10] показано, что явление дифракции может привести к деградации эффективности сжатия. Предметом настоящей работы является детальное изучение влияния дифракции на процесс получения сжатых состояний световых полей. В частности, обнаружены возможности повышения эффективности сжатия расходящихся световых пучков по сравнению с плоскими.

Пусть параметрическое усиление происходит в нелинейной среде длиной  $L$  вдоль оси  $z$ . Накачку считаем плоской монохроматической волной. Для наглядности ограничимся вырожденным случаем. Тогда, обозначая сигнальную и холостую волны соответственно индексами «1»

и «2», в приближении заданной классической накачки для попутного коллинеарного взаимодействия квазиплоских монохроматических волн имеем

$$-\frac{i}{2k} \Delta_1 E_{1,2}^{(+)}(\rho, z) + \frac{\partial E_{1,2}^{(+)}(\rho, z)}{\partial z} = \beta E_{2,1}^{(-)}(\rho, z), \quad (1)$$

где  $E_j^{(+)}$  и  $E_j^{(-)}$  — соответственно операторы положительно- и отрицательно-частотной частей поля;  $k$  — волновое число; вектор  $\rho$  перпендикулярен оси  $z$ ;  $\beta$  — комплексный коэффициент, зависящий от амплитуды и фазы накачки, а также вида и геометрии взаимодействия.

Переходя к угловому спектру, получим

$$\frac{i\kappa^2}{2k} \tilde{E}_{1,2}^{(+)} + \frac{\partial \tilde{E}_{1,2}^{(+)}}{\partial z} = \beta \tilde{E}_{2,1}^{(-)}, \quad (2)$$

где  $\kappa = \{\kappa_x, \kappa_y\}$  — пространственная частота.

Фактически (2) описывает реакцию системы на две плоские волны:  $E_1^{(+)}(\rho, 0) \propto a_1 e^{i\kappa \rho}$  и  $E_2^{(+)}(\rho, 0) \propto a_2 e^{-i\kappa \rho}$ , где  $a_j$  — операторы уничтожения фотона.

В дальнейшем нас будет интересовать поведение квадратурных компонент усиленной волны

$$X_{(1)} = (a + a^+)/2, \quad X_{(2)} = (a - a^+)/2i, \quad (3)$$

дисперсия которых для волны, находящейся в вакуумном или когерентном состоянии, как известно, составляет 1/4;  $a^+$  — оператор рождения фотона.

Предположим, что на вход усилителя подаются две волны (моды) излучения:  $E_1^{(+)}(\rho, 0) = \varepsilon_1(\rho) E_1^{(+)}(0)$  и  $E_2^{(+)}(\rho, 0) = \varepsilon_2(\rho) E_2^{(+)}(0)$ , причем

$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{1,2}(\rho) d^2\rho = 1$ . Тогда, в соответствии с решениями уравнения (2), на выходе будем иметь тоже две волны с операторами

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{1,2}^{(+)}(\kappa, L) = & E_{1,2}^{(+)}(0) (2\alpha)^{-1} \tilde{\varepsilon}_{1,2}(\kappa) [(\alpha - i\theta) e^{\alpha L} + (\alpha + i\theta) e^{-\alpha L}] + \\ & + E_{2,1}^{(-)}(0) \beta \alpha^{-1} \tilde{\varepsilon}_{2,1}^*(-\kappa) \operatorname{sh} \alpha L, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\theta = \kappa^2/2k$ ,  $\alpha = \sqrt{|\beta|^2 - \theta^2}$ , причем  $\theta/|\beta| = 1$  соответствует углу параметрического захвата.

Сжатие в каждой из этих мод будет наблюдаться в случае, когда обе входные моды коррелированы, т. е.  $a_1(0) = a_2(0) = a(0)$ . При некоррелированности входных мод можно получить «сжатую» волну смешением двух усиленных мод [5, 7]. На этом случае мы специально останавливаться не будем, поскольку его рассмотрение приводит к тем же результатам, что и изложены далее.

Чтобы проследить сжатие различных компонент углового спектра, положим  $\tilde{\varepsilon}_1(\kappa) = \delta(\kappa - \kappa_0)$ , а  $\tilde{\varepsilon}_2(\kappa) = \delta(\kappa + \kappa_0)$ . Тогда при помощи (4) образуем квадратуры (3) и для их дисперсий получим

$$\begin{aligned} \langle \psi | \Delta X_{(1,2)}^2(\kappa_0) | \psi \rangle = & 8^{-1} \alpha^{-2} [ (|\beta|^2 \pm \alpha \operatorname{Re} \beta \pm \theta \operatorname{Im} \beta) e^{2\alpha L} + \\ & + (|\beta|^2 \mp \alpha \operatorname{Re} \beta \pm \theta \operatorname{Im} \beta) e^{-2\alpha L} \mp 2\theta \operatorname{Im} \beta - 2\theta^2 ], \end{aligned} \quad (5)$$

где верхние знаки соответствуют первой квадратуре, а  $|\psi\rangle$  обозначает состояние усиленной волны.

Случай действительных значений  $\beta$  рассмотрен нами в работе [10], при этом для волн, распространяющихся вдоль оси  $z$  ( $\epsilon_1(\kappa) = \epsilon_2(\kappa) = \delta(\kappa)$ ), дисперсия подавляемой квадратуры минимальна, т. е. достигается максимальное сжатие:

$$\langle \psi | \Delta X_{(1,2)}^2 | \psi \rangle = (1/4) e^{\pm 2\beta L}. \quad (6)$$

Анализ (5) показывает, что для наклонных угловых компонент существуют оптимальные, с точки зрения минимизации флуктуаций, значения фазы накачки ( $\varphi_n = \arg \beta$ ). Результаты соответствующих расчетов приведены на рис. 1. Видно, что с относительным ростом угла

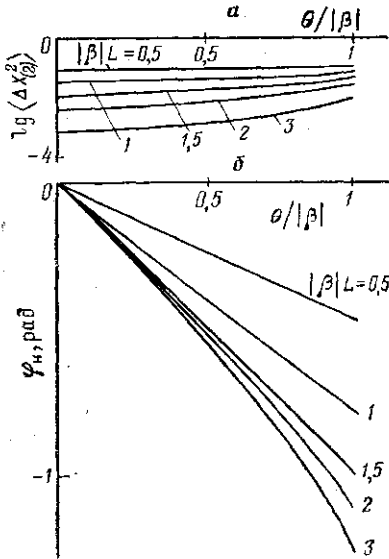


Рис. 1. Зависимость минимальной дисперсии подавляемой квадратуры (а) и оптимальной фазы накачки (б) от  $\theta/|\beta| = \kappa^2/2k|\beta|$  при различных инкрементах усиления  $|\beta|L$

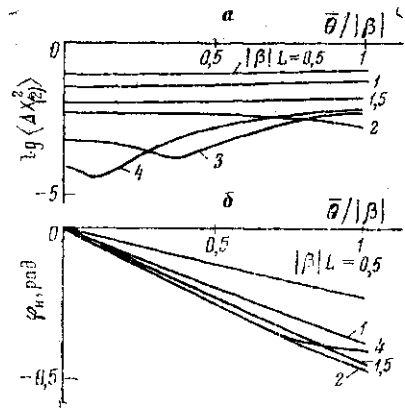


Рис. 2. Зависимость минимальной дисперсии подавляемой квадратуры (а) и оптимальной фазы накачки (б) расходящихся пучков при различных инкрементах усиления от  $\bar{\theta}/|\beta| = \Omega^2/2k|\beta|$

между направлениями взаимодействующих волн сжатие уменьшается вследствие снижения эффективного инкремента усиления.

Рассмотрим теперь, к чему приводит конечная ширина углового спектра усиливаемой когерентной классической волны. Для этого необходимо определить пространственное распределение поля сжатой волны. В частности, в ее осевой точке

$$A(\rho=0, L) = N \int_{\Omega} A(\kappa, L) d^2\kappa, \quad (7)$$

где операторы заменены комплексными амплитудами  $A$ ,  $N$  — нормировочный коэффициент, выбранный так, чтобы минимальное  $\langle \Delta X_{(1)}^2 \rangle \times \langle \Delta X_{(2)}^2 \rangle = 1/16$ ;  $\Omega$  — угловая апертура пучка (в  $\kappa$ -пространстве). Отметим, что при помощи (7) может быть описана также реакция фото-

приемника, расположенного в фокальной плоскости линзы, при балансной гомодинной схеме фотодетектирования [6].

В соответствии с (7) была рассчитана минимальная дисперсия «сжимаемой» квадратуры классического шума в зависимости от  $\Omega^2/(2k|\beta|)$ . В пределах  $\Omega$  угловой спектр усиливаемой волны на входе предполагался однородным, представляющим собой цилиндрическую функцию. Результаты приведены на рис. 2, причем  $\bar{\theta} = \Omega^2/2k$ .

В случае малых инкрементов усиления влияние конечной апертуры практически не сказывается. При  $|\beta|L=2$  наблюдается несколько неожиданное повышение эффективности сжатия расходящегося пучка по отношению к строго коллимированному почти на порядок (фаза накачки, разумеется, должна быть подобрана оптимальной). Дальнейший рост инкремента характеризуется немонотонной зависимостью эффективности сжатия от величины угловой апертуры. При этом увеличение инкремента ведет не к подавлению, а наоборот — к увеличению дисперсии флуктуаций второй квадратуры расходящихся пучков. Такое сложное и неоднозначное поведение обусловлено интерференцией различных компонент углового спектра.

Приведем численный пример. Для нелинейного кристалла КТР длиной  $L=1$  см в поле импульсной накачки нетрудно получить  $|\beta|L=5$  при  $k \approx 10^5$  см<sup>-1</sup>. В этом случае при угловой апертуре приемника  $2 \cdot 10^{-2}$  рад, соответствующей углу параметрического захвата, дисперсия  $\langle \Delta X_{(2)}^2 \rangle$  более чем на 2 порядка превышает оценку для плоских волн. Вместе с тем при уменьшении величины  $|\beta|L$  до двух получаем улучшение сжатия примерно в 7 раз.

Обратимся далее к рассмотрению встречного четырехфотонного смещения. При тех же исходных допущениях, что и в (1), оно описывается системой уравнений

$$\mp \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} E_{1,2}^{(\pm)}(\rho, z) + \frac{\partial E_{1,2}^{(\pm)}(\rho, z)}{\partial z} = \pm \beta E_{2,1}^{(\mp)}(\rho, z), \quad (8)$$

где индексы «1» и «2» обозначают встречные волны.

Полагая  $E_{1,2}^{(\pm)}(\rho, \mp L/2) = \varepsilon_{1,2}(\rho) E_{1,2}^{(\mp)}(\mp \frac{L}{2})$ , для двух выходных волн имеем

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{1,2}^{(\pm)}\left(\mathbf{x}, \pm \frac{L}{2}\right) &= E_{1,2}^{(\pm)}\left(\mp \frac{L}{2}\right) \cos^{-1}(|\beta|L) \tilde{\varepsilon}_{1,2}(\mathbf{x}) e^{-i\Lambda} + \\ &+ \frac{\beta}{|\beta|} \operatorname{tg}(|\beta|L) E_{2,1}^{(\mp)}\left(\pm \frac{L}{2}\right) \tilde{\varepsilon}_{2,1}^*(-\mathbf{x}), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\Lambda = \theta L = \kappa^2 L/2k$ .

Как и в предыдущем случае, проследим поведение различных компонент углового спектра, приняв  $\tilde{\varepsilon}_{1,2}(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x} \mp \mathbf{x}_0)$ . Тогда

$$\begin{aligned} \langle \psi | \Delta X_{(1,2)}^2 | \psi \rangle &= \frac{1}{4} \left[ \cos^{-2} |\beta|L + \operatorname{tg}^2 |\beta|L \pm \right. \\ &\left. \pm \frac{\beta e^{-i\Lambda} + \beta^* e^{i\Lambda}}{|\beta| \cos |\beta|L} \operatorname{tg} |\beta|L \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, при действительном  $\beta$  отклонение  $\mathbf{x}_0$  от нуля приводит к уменьшению сжатия. Однако для любой отдельной спектральной компоненты (имеется в виду угловой спектр) эта деградация

может быть исключена соответствующим подбором длины взаимодействия или фазы накачки. Ниже будет показано, что влияние дифракции на качество сжатия может быть устранено даже для пучков с широким диапазоном углового спектра в результате специального подбора пространственной конфигурации входных волн. Для этого представим решения уравнения (8) в виде

$$E_{1,2}^{(+)}\left(\rho, \pm \frac{L}{2}\right) = A \int_{-\infty}^{\infty} E_{1,2}^{(+)}\left(\rho', \mp \frac{L}{2}\right) \times \\ \times e^{ik(\rho-\rho')^2/2L} d^2\rho' + BE_{2,1}^{(-)}\left(\rho, \pm \frac{L}{2}\right), \quad (11)$$

где постоянные коэффициенты

$$A = -ik/[2\pi L \cos(|\beta|L)], \quad B = \beta \operatorname{tg}(|\beta|L)/|\beta| \quad (12)$$

не зависят от  $\rho$ .

Анализ выражений (12) показывает, что исключение влияния дифракции на эффективность сжатия достигается в трех случаях.

1. Функция  $\epsilon_{1,2}(\rho) = e^{\pm ik\rho}$  — тривиальный случай плоских волн.

2. Функция  $\epsilon_{1,2}(\rho) = \exp(-ik\rho^2/L)$  — освещение осуществляется параболическими волнами (в параксиальном приближении сферическими), сходящимися в центре нелинейной среды. При этом выходные волны  $E_{1,2}^{(+)}(\rho, \pm L/2) \propto a_{1,2}(\pm L/2) e^{ik\rho^2/L}$  расходятся из того же центра.

Эти два случая соответствуют безграничным волнам, что невыполнимо на практике.

Наиболее перспективным с этой точки зрения является третий вариант.

3. Пусть

$$E_{1,2}^{(+)}(\rho, \mp L/2) = E'_{1,2}(\rho) e^{-ik\rho^2/2L}, \quad E_{1,2}^{(+)}(\rho, \pm L/2) = E''_{1,2}(\rho) e^{ik\rho^2/2L}. \quad (13)$$

Подстановка (13) в (11) дает

$$E''_{1,2}(\rho) = A \int_{-\infty}^{\infty} E'_{1,2}(\rho') e^{ik\rho\rho'/L} d^2\rho' + B[E'_{2,1}(\rho)]^+, \quad (14)$$

откуда ясно, что дифракция не будет влиять на сжатие при

$$E'_{1,2}(\rho) \propto \int_{-\infty}^{\infty} E'_{1,2}(\rho') e^{ik\rho\rho'/L} d^2\rho'. \quad (15)$$

Одновременное выполнение (13) и (15) возможно при освещении нелинейной среды одинаковыми волнами, сформированными в лазерном конфокальном (полуконфокальном) резонаторе и сфокусированном так, что их перетяжка расположена в центре нелинейной среды. В этом практически легко реализуемом случае также достигается полное устранение влияния конечной апертуры пучка на качество его сжатия и фактически получается идеальная ситуация для встречного взаимодействия плоских волн, когда

$$\langle \Psi | \Delta X_{(1,2)}^2 | \Psi \rangle = (1/4) (\cos^{-1} |\beta|L \pm \operatorname{tg} |\beta|L)^2. \quad (16)$$

В заключение кратко остановимся на основных результатах работы.

Развита теория параметрического усиления с учетом дифракции, что позволило детально изучить процесс приготовления сжатых состояний в случае как попутного, так и встречного взаимодействия. Показано, что конечная угловая апертура взаимодействующих пучков приводит к изменению наблюдаемого эффекта сжатия из-за различных условий параметрического усиления для разных угловых компонент излучения. При этом в поле сжатого состояния расходящейся волны может иметь место как деградация сжатия, так и (в случае сжатия классического шума) его улучшение.

Авторы благодарны проф. С. А. Ахманову за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Колобов М. И., Соколов И. Б. // ЖЭТФ. 1986. 90. С. 1889. [2] Клышко Д. Н. // ЖЭТФ. 1986. 90. С. 1172. [3] Смирнов Д. Ф., Трошин А. С. // УФН. 1987. 153. С. 233. [4] Slusher R. E., Holiberg L. W., Yurke B., Mertz J. C., Valley J. F. // Phys. Rev. Lett. 1985. 55. P. 2409. [5] Reid M. D., Walls D. F. // Phys. Rev. 1985. A31. P. 1622. [6] Yurke B. // Phys. Rev. 1985. A32. P. 300; 311. [7] Kumar P., Shapiro H. // Phys. Rev. 1984. A30. P. 1568. [8] Wu L., Kimble H. J., Hall J. L., Wu H. // Phys. Rev. Lett. 1986. 57. P. 2520. [9] Ахманов С. А., Хохлов Р. В. // Радиотехн. и электроника. 1961. 6. С. 1813. [10] Ахманов С. А., Белинский А. В., Чиркин А. С. // Квант. электроника. 1988. 15. С. 873.

Поступила в редакцию  
25.01.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 3

УДК 535.417

#### СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ

А. В. Козарь, А. В. Козлов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Аналитически показана возможность синтеза тонкослойных интерференционных фильтров, у которых не только оптические толщины слоев, но и полная оптическая толщина всей структуры могут быть сделаны существенно меньше длины волны.

В ранее опубликованных работах была показана возможность синтеза нового класса согласующих структур — тонкослойных интерференционных согласователей (ТИС) [1—3]. Такие согласователи отличаются по своим структурным свойствам от других известных до настоящего времени согласующих слоистых систем тем, что как отдельные слои ТИС, так и полная его оптическая толщина могут быть сделаны существенно меньше четвертьволновой. Это представляет несомненный интерес для расширения фундаментальных представлений о свойствах слоисто-неоднородных сред, а также для широкого круга задач прикладной физики.

Полученные в работах [1—3] аналитические соотношения позволяют проводить аналитически как анализ, так и синтез ТИС, однако из этих соотношений не следует возможность синтеза подобных им по своим структурным свойствам слоистых сред типа тонкослойных фильтров, т. е. структур, показатели преломления граничных сред слева и справа от которых одинаковы. В настоящей работе рассмат-