

УДК 621.375.85

КОНВЕРСИЯ ГАУССОВСКОЙ МОДЫ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ ПУЧКИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

А.К. Чернышов, А.О. Аллин

Аннотация

В работе предложен метод преобразования фундаментальной гауссовской моды в аксиально-симметричные пучки трех типов: слабо расходящиеся, полые и однородные. Модовая конверсия может быть реализована путем отражения части лазерного пучка при несогласованном вводе в кольцевой интерферометр. С помощью численного моделирования установлено, что при изменении коэффициента отражения зеркала интерферометра происходит переход от одного типа аксиально-симметричных пучков к другому. Расчетная эффективность преобразования в указанные типы аксиально-симметричных пучков достигает 80%.

Введение

Большинство современных лазеров работает в режиме преимущественной генерации фундаментальной гауссовской моды, обеспечивающей минимальную расходимость выходного пучка. Однако в таких приложениях, как оптическое манипулирование микрообъектами [1], лазерное охлаждение и захват нейтральных атомов [2], дифракционно-оптические измерения [3], иногда необходимы лазерные пучки с распределением интенсивности, отличным от гауссовского. Пространственная конверсия лазерного пучка в фиксированную моду того или иного типа может быть реализована посредством: аксикона [4], компьютерной голограммы [5] или жидкокристаллической фазовой маски [6]. Альтернативный подход, позволяющий контролируемым образом изменять порядок моды Эрмита–Гаусса (HG), в которую преобразуется исходный лазерный пучок, продемонстрирован в [7]. Методика основана на возбуждении собственных HG-мод высоких порядков при неточном пространственном согласовании входного лазерного пучка с основной модой кольцевого интерферометра. Поперечные HG-моды можно легко конвертировать в аксиально-симметричные моды Лагерра-Гаусса при помощи пары цилиндрических линз [8]. Однако, как было показано в [9], эффективность возбуждения в интерферометре поперечной HG-моды быстро падает с увеличением ее порядка. С другой стороны, в случае несогласованного ввода лазерное излучение почти полностью отражается от входного зеркала кольцевого интерферометра. При этом начальное гауссовское распределение интенсивности трансформируется в сложный аксиально-симметричный профиль.

В работе методами компьютерного моделирования исследуется процесс формирования аксиально-симметричных световых пучков с различными поперечными распределениями интенсивности при отражении от кольцевого четырехзеркального интерферометра «бабочка». Выявлены типы пучков, которые могут формироваться в данном подходе при изменении параметров интерферометра и входного лазерного излучения. Проведен анализ изменения поперечной структуры полученных

световых полей при распространении в пространстве. Рассчитана эффективность преобразования.

1. Описание расчетной модели

Рассмотрим кольцевой интерферометр, образованный двумя плоскими (M_1 , M_2) и двумя вогнутыми (M_3 , M_4) зеркалами (рис. 1). Промежуток между вогнутыми зеркалами равен радиусу их кривизны и составляет 50 мм, длина оптического пути через плоские зеркала – 572 мм.

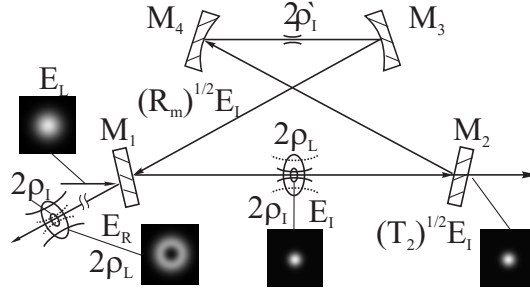


Рис. 1. Схема интерферометра «бабочка»: M_1 , M_2 – плоские зеркала, M_3 , M_4 – сферические зеркала ($r = 5$ см). E_L – лазерное поле; E_I – поле собственной моды интерферометра; E_R – отраженное поле. На вставках показаны картины интенсивности в сечениях пучков

При данной геометрии интерферометра перетяжка собственной фундаментальной моды (между M_1 и M_2) будет иметь радиус $\rho_I = 266$ мкм. Напомним, что в отличие от конфокального в кольцевом интерферометре основная мода и моды высокого порядка возбуждаются на различных частотах. Будем считать, что лазерная частота совпадает с частотой основного резонанса интерферометра. Входное лазерное поле E_L с перетяжкой ρ_L падает на зеркало M_1 и фокусируется в область перетяжки ρ_I собственной моды интерферометра. Представим входное лазерное поле E_L в виде разложения по собственным модам интерферометра E_{nm} (n и m – поперечные индексы):

$$E_L(x, y) = \sum_{n,m} A_{nm} \cdot E_{nm}(x, y), \quad (1)$$

где A_{nm} – коэффициент, определяемый через интеграл перекрытия между полем E_L и соответствующей модой E_{nm} [10]. Из (1) следует, что компонента входного поля $A_{00}E_{00}$ возбуждает в интерферометре собственную фундаментальную моду E_I и частично отражается. Все остальные составляющие ряда (1) испытывают отражение от зеркала M_1 с коэффициентом отражения, близким к 1. Стационарная амплитуда собственной моды E_I на частоте основного резонанса интерферометра определяется выражением [11]:

$$E_I = \frac{\sqrt{1 - R_1}}{1 - \sqrt{R_1 \cdot R_m}} \cdot A_{00} \cdot E_{00}, \quad (2)$$

где R_1 – коэффициент отражения (по мощности) входного зеркала M_1 , $R_m = R_2 R_3 R_4$ – параметр эффективного внутреннего отражения интерферометра. Стационарная амплитуда отраженного поля E_R будет представлять собой

суперпозицию из отраженной компоненты входного поля $E_L\sqrt{R_1}$ и компоненты собственного внутреннего поля интерферометра $E_I\sqrt{R_m}$, которая выходит через зеркало M_1 :

$$E_I = \sqrt{R_1} \cdot E_L - \sqrt{1 - R_1} \cdot \sqrt{R_m} \cdot E_I. \quad (3)$$

Минус в выражении (3) указывает на деструктивный характер интерференции между компонентами поля, формирующими отраженный пучок на частоте резонанса пропускания интерферометра. Фактор $\sqrt{R_m}$ учитывает, что выходящее через M_1 внутреннее поле E_I предварительно отражается от зеркал $M_2 - M_4$, как показано на рис. 1. Из (3) после подстановки (2) получается выражение для распределения интенсивности отраженного пучка $I_R(x, y, z)$ в виде

$$I_R(x, y, z) = |\sqrt{R_1} \cdot E_L(x, y, z) - \Phi \cdot \sqrt{R_1} \cdot \sqrt{\mu_{00}} \cdot E_{00}(x, y, z)|^2, \quad (4a)$$

$$\Phi = \frac{(1 - R_1) \cdot \sqrt{R_m}}{(1 - \sqrt{R_1 R_m}) \sqrt{R_1}}. \quad (4b)$$

Здесь вместо амплитудного коэффициента разложения A_{00} использован более удобный для практики фактор пространственного согласования мод $\mu_{nm} = A_{nm}^2$. Для определения мощности отраженного пучка P_R необходимо проинтегрировать выражение (4a) по площади, в результате получается

$$\frac{P_R}{P_L} = R_1 - \mu_{00} \left(2 \cdot \frac{(1 - R_1) \cdot \sqrt{R_1 R_m}}{1 - \sqrt{R_1 R_m}} - \frac{R_m(1 - R_1)^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2} \right), \quad (5)$$

где P_L обозначает мощность лазерного излучения подводимого к интерферометру. Если в (5) подставить $\mu_{00} = 1$, то после преобразования получаем известное равенство, приводимое, например, в [11]:

$$\frac{P_R}{P_L} = \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_m}}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2}. \quad (6)$$

Таким образом, выражения (4a), (4b) позволяют моделировать свойства отраженного пучка в зависимости от характеристик поля входного лазерного излучения $E_L(x, y, z)$, от добротности зеркал через R_1 , R_m и от геометрии интерферометра, которая определяет конфигурацию собственной моды $E_{00}(x, y, z)$.

2. Результаты

Определим, при каких условиях интенсивность в центре отраженного пучка будет равна нулю. Для простоты расчетов предполагаем: во-первых, что входное лазерное поле представляет собой фундаментальную моду Эрмита–Гаусса, во-вторых, перетяжки входной моды ρ_L и собственной моды ρ_I интерферометра находятся в одной плоскости. При этом оси, вдоль которых распространяются указанные моды, совпадают. Из рис. 1 видно, что аналогичным образом ориентированы в пространстве отраженный пучок и собственная внутренняя мода интерферометра, выходящая через входное зеркало M_1 .

Рассмотрим плоскость перетяжки отраженного пучка, то есть сечение с координатой $z = 0$. Из (4a) видно, что интенсивность I_R на оси равна нулю при выполнении условия $\Phi = 1/(\alpha\sqrt{\mu_{00}})$, где $\alpha = \rho_L/\rho_I$ – величина дефокусировки, а ρ_L , ρ_I – радиусы перетяжек входного пучка и фундаментальной моды интерферометра соответственно. С учетом зависимости коэффициента μ_{00} от дефокусировки α [10] получаем окончательное выражение для фактора Φ :

$$\Phi = \sqrt{\frac{\alpha^2 + 1}{2\alpha^3}}. \quad (7)$$

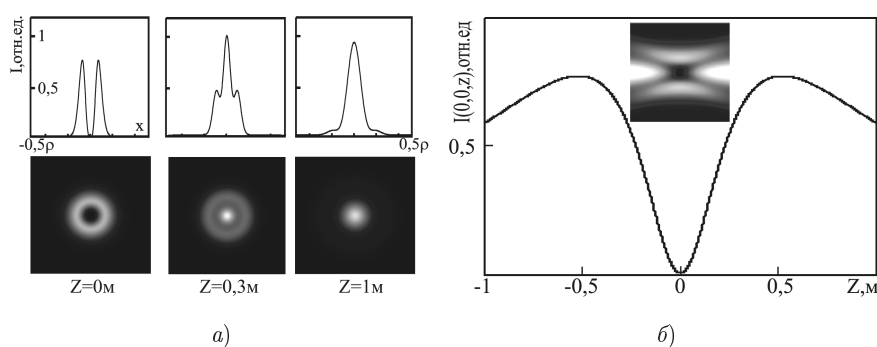


Рис. 2. Полые или «темные» пучки. Результаты расчетов: а) поперечные профиль и картина интенсивности в сечении на расстоянии z от плоскости перетяжки; б) пространственное изменение осевой интенсивности. На вставке показана картина распределения интенсивности в продольном сечении пучка в области перетяжки

Предполагая, что наиболее доступной для экспериментальной реализации является область дефокусировок $1 < \alpha < 10$, с помощью (7) определяется соответствующий диапазон для фактора Φ ($0.2 < \Phi < 1$). Затем, используя выражение (4b), по заданным величинам был определен интервал $R_m < R_1 < 1$ для отражений входного зеркала, при котором возможно формирование пучка с нулевой интенсивностью на оси. Расчетные профили полых или «темных» пучков при ($\alpha = 2$) показаны на рис. 2, а.

В рамках анализа структуры отраженного пучка также были рассмотрены случаи $R_1 \leq R_m$ и $R_1 \approx 1$ при том же значении $\alpha = 2$. Оказалось, что при $R_1 \leq R_m$ из входной гауссовской моды формируются «светлые» пучки с характерным поперечным профилем, представленным на рис. 3, а. Для высоко отражающего входного зеркала ($R_1 \approx 1$) профиль отраженного пучка будет близок к однородному, что иллюстрируют расчетные результаты на рис. 4, а. Эффективность преобразования η в аксиально-симметричные пучки указанных типов, определялась интегрированием $|E_R(x, y, 0)|^2$ по площади. Рассчитанные значения η при различных дефокусировках α представлены в табл. 1.

Табл. 1

Эффективность конверсии мод

α	«Светлые пучки», η	«Темные пучки», η	Однородные пучки, η
2	36%	45%	80%
4	77.9%	82.7%	85%
6	89.5%	92%	90%

Из выражения (4a) следует, что отраженный световой пучок представляет собой линейную комбинацию HG-мод с различными радиусами перетяжек ρ_L и ρ_I . Поперечная структура подобных комбинированных пучков плохо сохраняется при распространении в пространстве. Поэтому с помощью численного моделирования для рассматриваемых типов пучков было рассчитано изменение осевой интенсивности при распространении из перетяжки. Результаты для полого пучка показаны на рис. 2, б. Пространственная неустойчивость полых пучков, хорошо заметная на рисунке, позволяет формировать оптические ловушки, в которых темная область с минимумом интенсивности почти полностью окружена светлыми стенками (вставка на рис. 2, б).

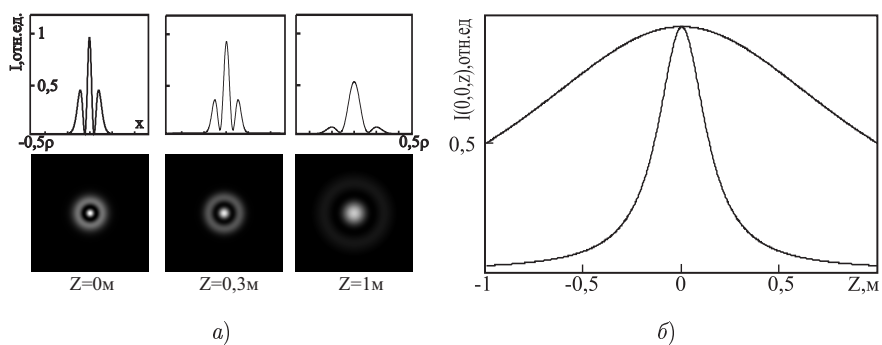


Рис. 3. «Светлые» пучки. Результаты расчетов: а) поперечные профиль и картина интенсивности в сечении на расстоянии z от плоскости перетяжки; б) пространственное изменение осевой интенсивности. Нижняя кривая соответствует изменению осевой интенсивности гауссовской моды

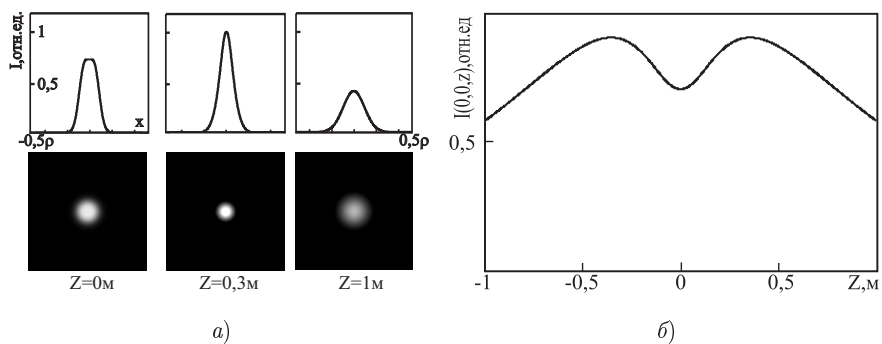


Рис. 4. Однородные пучки. Результаты расчетов: а) поперечные профиль и картина интенсивности в сечении на расстоянии z от плоскости перетяжки; б) пространственное изменение осевой интенсивности

Эволюция осевой интенсивности «светлого» пучка при распространении показана на рис. 3, б. Для сравнения на том же рисунке построено изменение осевой интенсивности гауссовской моды. Видно, что «светлые» пучки имеют меньшую расходимость, по сравнению с гауссовским пучком, при одинаковых размерах центрального максимума. Пространственная структура «светлых» пучков сохраняется вдоль интервала более двух метров. Наиболее неустойчиво при распространении ведут себя пучки с однородным профилем интенсивности. Пространственная эволюция подобных пучков изображена на рис. 4.

Заключение

В работе методами компьютерного моделирования исследован процесс формирования аксиально-симметричных световых пучков при отражении от кольцевого четырехзеркального интерферометра «бабочка». Показано, что при данном подходе можно получать пучки трех различных типов – полые или «темные», «светлые» слабо расходящиеся и однородные. Особенностью описанной методики является возможность плавного изменения поперечного профиля интенсивности преобразованного пучка путем изменения коэффициента отражения зеркала интерферометра, используя для этого, например, призму с нарушенным полным внутренним отражением. Эффективность конверсии в данном подходе достигает 80%.

Авторы благодарят Программный комитет Молодежной научной школы «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» и профессора В.В. Самарцева за проявленный интерес к работе, а также доктора физико-математических наук В.Г. Волостникова и кандидата физико-математических наук С.П. Котову за ценные замечания и обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках проекта, финансируемого Отделением физических наук РАН по программе «Полупроводниковые лазеры».

Summary

A.K. Chernyshov, A.O. Allin. Conversion Gaussian mode in the axial-symmetric light beam of different types with a ring interferometer.

In this paper the method was suggested for conversion of the fundamental Gaussian mode into three types of axial-symmetric light beams: with reduced expansion, hollow and homogeneous intensity distribution. The mode conversion is based on the reflection of a part of laser beam under mismatched coupling conditions into the bow-tie ring cavity. It was established by the numerical modeling that transition between the laser beam types occurs as the reflection of interferometer mirror is changing. Calculated efficiency of the conversion method is amount 80%.

Литература

1. *Lee W.M., Yuan X.-C., Cheong W.C.* Optical vortex beam shaping by use of highly efficient irregular spiral phase plates for optical micromanipulation // *Opt. Lett.* – 2004. – V. 29. – P. 1796–1798.
2. *Arlt J., Hitomi T., Dholakia K.* Atom guiding along Laguerre–Gaussian and Bessel Light beams // *Appl. Phys. B.* – 2000. – V. 71. – P. 549–554.
3. *Xie G., Scott P., Shaw T. et al.* Optical technique for particle measurement // *Opt. Lett.* – 1991. – V. 16. – P. 861–863.
4. *Cacciapuoti L., de Angelis M., Pierattini G. et al.* Single-beam optical bottle for cold atoms using a conical lens // *Eur. Phys. J. D.* – 2001. – V. 14. – P. 373–376.
5. *Clifford M.A., Arlt J., Courtial J. et al.* High-order Laguerre–Gaussian laser modes for studies of cold atoms // *Opt. Commun.* – 1998. – V. 156. – P. 300–306.
6. *Ganic D., Gan X., Gu M. et al.* Generation of doughnut laser beams by use of a liquid-crystal cell with a conversion efficiency near 100% // *Opt. Lett.* – 2002. – V. 27. – P. 1351–1353.
7. *Sayeh M.R., Bilger H.R., Habib T.* Optical resonator with an external source: excitation of the Hermite–Gaussian mode // *Appl. Opt.* – 1985. – V. 24. – P. 3756–3761.
8. *Courtial J., Padgett M.J.* Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre–Gaussian laser modes // *Opt. Commun.* – 1999. – V. 159. – P. 13–18.
9. *Чернышов А.К., Аллин А.О.* Эффективность преобразования излучения диодного лазера в гауссовские моды высокого порядка с помощью кольцевого интерферометра // *Изв. Самарск. научн. центра РАН.* – 2005. – Т. 7. – С. 54–61.
10. *Kogelnik H.* Coupling and conversion coefficients for optical modes // *Quasi-Optics; Proc. Symp. Quasi-Optics, N. Y., June 8–10, 1964.* – Brooklyn, N. Y.: Polytechnique Press, 1964. – V. 14. – P. 333–347.

11. *Kozlovsky W.J., Nabors C.D., Byer R.L.* Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped CW Nd:YAG laser using monolithic MgO:LiNbO₃ external resonant cavities // IEEE J. Quantum Electron. – 1988. – V. 24. – P. 913–919.

Поступила в редакцию
05.02.07

Чернышов Александр Константинович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

E-mail: *chak@fian.smr.ru*

Аллин Александр Олегович – аспирант кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета.

E-mail: *allin@fian.smr.ru*