

ЭФФЕКТИВНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

© 2006 А.К. Чернышов, А.О. Аллин

Самарский Филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

В работе предложен метод пространственной конверсии фундаментальной лазерной моды в аксиально-симметричные полые пучки. Метод основан на отражении части лазерного пучка при несогласованном вводе в кольцевой интерферометр “бабочка”. Рассчитано, что эффективность преобразования в подобном подходе достигает 82%. Полые лазерные пучки могут найти применение в нанотехнологии для манипуляции частицами и в атомной физике для канализации пучков охлажденных атомов.

Введение

Разработка ловушек для нейтральных атомов и методов оптического охлаждения с температурами, достаточными для получения конденсации Бозе-Эйнштейна, дали мощный толчок в развитии фундаментальных исследований в области атомной физики и квантовой оптики [1]. Для транспортировки сгустка охлажденных атомов с минимальной боковой расходимостью, популярным является подход, основанный на полых световых пучках, в которых движение частиц ограничивается дипольно-оптическими силами к темной внутренней области на оси пучка [2]. Этот подход позволяет минимизировать эффекты возмущения микрочастиц за счет взаимодействия с ограничивающими фотонами, в результате чего в большей степени сохраняется атомная когерентность.

Обычно полые пучки, необходимые для указанных атомных волноводов, получают при помощи конверсии из фундаментальной поперечной моды Эрмита-Гаусса (HG), которая доминирует в выходном пучке большинства современных лазеров. Требуемое пространственное преобразование лазерного пучка может быть выполнено, например, с помощью аксикона [3], компьютерных голограмм [4] или жидкокристаллической фазовой маски [5]. Другой подход, исследованный нами в [6], предполагал контролируемое возбуждение в кольцевом интерферометре попе-

речной HG-моды высокого порядка с последующей почти 100% конверсией в моду Лагерра-Гаусса при помощи астигматического преобразователя [7]. Отметим, что профили мод Лагерра-Гаусса с радиальным индексом $p = 0$ как раз соответствуют поперечному распределению интенсивности полого пучка.

Для ограничения боковых степеней свободы охлажденных атомов с помощью дипольно-оптических сил не требуется большая оптическая мощность, поэтому традиционные для атомной спектроскопии дорогостоящие, крупногабаритные лазеры на красителях постепенно заменяются миниатюрными, легко доступными диодными лазерами. Однако, поскольку по мощности “полупроводники” все еще уступают “красителям”, важно чтобы конверсия исходного лазерного излучения в полый пучок выполнялась эффективно. К сожалению, эффективность в методике [6] быстро убывает с ростом индекса возбуждаемой моды, и уже для моды 5-го порядка ее величина не превышает 30%. С другой стороны, при вводе лазерного пучка в кольцевой интерферометр, часть входного излучения, которое не согласовано с возбуждаемой собственной модой, будет отражаться. Это означает, что в отраженном пучке будут отсутствовать компоненты поля, которые вводятся в кольцевой интерферометр. В результате профиль интенсивности отраженного пучка получается отличным от началь-

го гауссовского распределения. Следовательно, варьируя степень согласования мод, можно контролируемым образом модифицировать пространственное распределение интенсивности лазерного пучка. Цель данной работы состояла в том, чтобы с помощью компьютерного моделирования исследовать возможность формирования аксиально-симметричных полых световых пучков, при отражении лазерного излучения от кольцевого интерферометра, и оценить предельную эффективность предлагаемого подхода.

Описание расчетной модели

Рассмотрим кольцевой интерферометр “бабочка”, 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 50 мм и длина оптического пути через плоские зеркала равна 572 мм. При указанной геометрии интерферометра перетяжка фундаментальной моды интерферометра (между M_1 и M_2) будет иметь радиус $\rho_0 = 266$ мкм [6]. Напомним, что в отличие от конфокального в кольцевом интерферометре основная мода и моды высокого порядка возбуждаются на разных частотах.

Предположим, что лазерная частота совпадает с частотой основного резонанса пропускания интерферометра. Входное лазерное

поле E_L после прохождения через согласующую оптику падает на входное зеркало M_1 и фокусируется в области перетяжки ρ_0 собственной моды интерферометра. Представим лазерное поле E_L в виде разложения в ряд

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

где E_{nm} – собственная нормированная НГ-мода кольцевого интерферометра с поперечными индексами n и m ; A_{nm} – коэффициент, определяемый через интеграл перекрытия между полем E_L и соответствующей модой E_{nm} [8]. Из сказанного выше следует, что компонента входного поля $A_{00}E_{00}$ возбуждает в интерферометре собственную фундаментальную моду E_1 и частично отражается. Все остальные составляющие ряда (1) испытывают только отражение от зеркала M_1 . Стационарная амплитуда собственной моды E_1 на частоте основного резонанса интерферометра определяется выражением [9]:

$$E_1 = \frac{\sqrt{1-R_1}}{1-\sqrt{R_1 \cdot R_m}} \cdot A_{00} \cdot E_{00}, \quad (2)$$

где R_1 – коэффициент отражения (по мощности) входного зеркала M_1 , $R_m = R_2R_3R_4$ – параметр эффективного (по мощности) внутреннего отражения интерферометра. Установившаяся амплитуда отраженного поля E_R будет

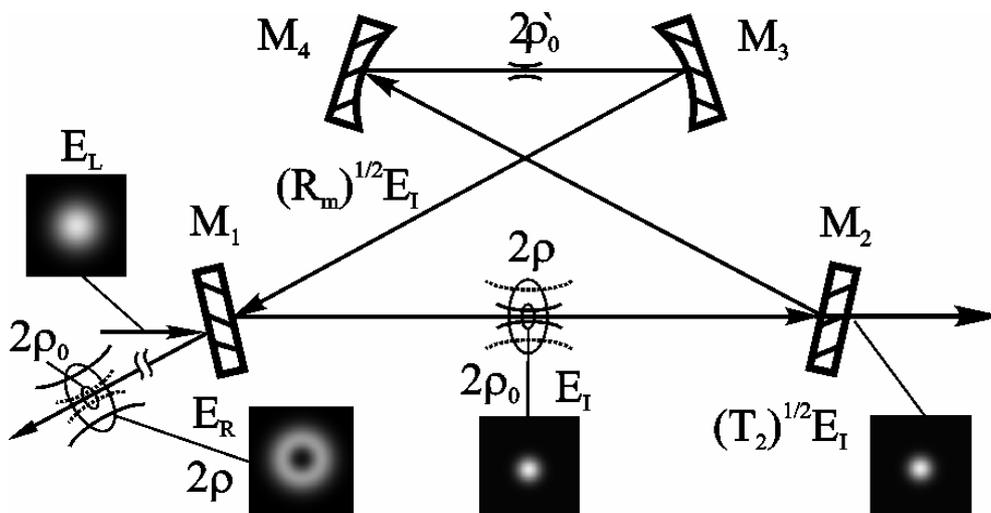


Рис. 1. Схема кольцевого интерферометра “бабочка”:

M_1, M_2 – плоские зеркала, M_3, M_4 – сферические зеркала с $r = 5$ см. E_L – входное лазерное поле; E_1 – поле собственной моды интерферометра; E_R – отраженное излучение. На вставках показаны характерные распределения интенсивности в поперечных сечениях соответствующих пучков

представлять собой суперпозицию из отраженной компоненты входного поля $E_L \sqrt{R_1}$ и компоненты внутреннего поля интерферометра $E_1 \sqrt{R_m}$, которая выходит через зеркало M_1 [9]

$$E_R = \sqrt{R_1} \cdot E_L - \sqrt{1 - R_1} \cdot \sqrt{R_m} \cdot E_1 \quad (3)$$

Знак минус в (3) учитывает изменение фазы при отражении и говорит о деструктивном характере интерференции между компонентами, которые формируют отраженное поле на частоте резонанса пропускания, когда интерферометр просветляется. Дополнительный фактор $\sqrt{R_m}$ у внутреннего поля E_1 учитывает тот факт, что выходящее из интерферометра через M_1 поле попадает на него после отражения 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

$$I_R(x, y, z) = \left| \sqrt{R_1} \cdot E_L(x, y, z) - \frac{(1 - R_1) \cdot \sqrt{R_m}}{1 - \sqrt{R_1 R_m}} \cdot \sqrt{\mu_{00} P_L} \cdot E_{00}(x, y, z) \right|^2 \quad (4)$$

Здесь вместо амплитудного коэффициента разложения A_{00} использован более удобный для практики фактор пространственного согласования мод по мощности μ_{00} . Из разложения (1) получается связь между параметрами μ_{nm} и A_{nm}

$$\mu_{nm} = \frac{A_{nm}^2}{P_L} \quad (5)$$

В (4) и (5) P_L обозначает мощность лазерного излучения подводимого к входному зеркалу интерферометра. Для определения мощности отраженного пучка P_R необходимо проинтегрировать выражение (4) по площади и в результате получается

$$\frac{P_R}{P_L} = R_1 - \mu_{00} \left(2 \frac{(1 - R_1) \cdot \sqrt{R_1 R_m}}{1 - \sqrt{R_1 R_m}} - \frac{R_m (1 - R_1)^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2} \right) \quad (6)$$

Если в (6) подставить $\mu_{00} = 1$, что в частности соответствует и случаю ввода плоской волны в интерферометр Фабри-Перо, то после преобразования получаем известное ра-

венство, приводимое, например в [10]

$$\frac{P_R}{P_L} = \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_m}}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2} \quad (7)$$

Таким образом, выражение (4) позволяет моделировать свойства отраженного пучка в зависимости от характеристик входного лазерного пучка ($E_L(x, y, z)$), от добротности (R_1, R_m) и геометрических параметров ($E_{00}(x, y, z)$) кольцевого интерферометра. Из (4) также следует, что отраженный световой пучок, представляет собой линейную комбинацию мод Эрмита-Гаусса с различными по размеру перетяжками и, следовательно, поперечная структура подобного комбинированного пучка не сохраняется при распространении в пространстве.

Результаты

Определим, используя (4) при каких условиях интенсивность в центре отраженного пучка будет равна нулю. Для простоты расчетов предполагаем, что входное лазерное поле представляет собой фундаментальную моду Эрмита-Гаусса. Перетяжки входной моды и собственной моды интерферометра находятся в одной плоскости и оси, вдоль которых распространяются указанные моды совпадают. Из рис. 1 видно, что аналогичным образом ориентированы в пространстве отраженный пучок и мода интерферометра, прошедшая через M_1 .

Рассмотрим плоскость перетяжки отраженного пучка, т.е. сечение с координатой $z = 0$. Тогда, приравнявая $I_R(0, 0, 0)$ к нулю и учитывая нормировку мод, входящих в выражение (4), получаем равенство

$$\frac{\sqrt{R_1}}{\rho} - \sqrt{\mu_{00}} \cdot \frac{(1 - R_1) \cdot R_m}{1 - \sqrt{R_1 R_m}} \cdot \frac{1}{\rho_0} = 0 \quad (8)$$

где ρ и ρ_0 – радиусы перетяжек входного пучка и фундаментальной моды интерферометра, соответственно. Фактор пространственного согласования μ_{00} между гауссовскими пучками с различными по размеру перетяжками и распространяющимися вдоль одной оси равен [8]:

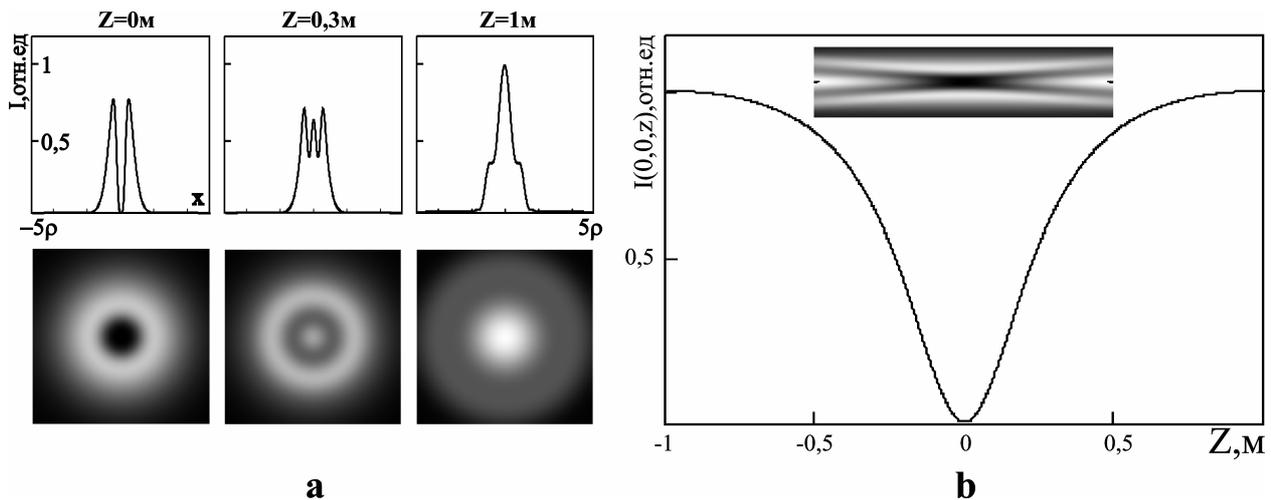


Рис. 2. Пространственная эволюция отраженного пучка при отношении $\rho/\rho_0 = 4$:
 а – профиль (верх) и двухмерное распределение (низ) интенсивности пучка в различных сечениях вдоль оси распространения z ; перетяжка пучка расположена в сечении с координатой $z = 0$;
 б – изменение интенсивности на оси пучка при его распространении; на вставке вверху показано продольное сечение пучка, у которого крайние точки имеют координаты $z = \pm 0,5\text{м}$

$$\mu_{00} = \frac{2\rho\rho_0}{\rho^2 + \rho_0^2} \quad (9)$$

После подстановки (9) в (8) видно, что при выбранной величине дефокусировки (ρ/ρ_0) входного пучка, варьируя коэффициент R_1 или R_m , можно обеспечить выполнение равенства (8) и тем самым добиться нулевой интенсивности в центре отраженного пучка, для сечения совпадающего с перетяжкой.

Поскольку, как отмечалось, полученный в результате отражения от интерферометра пучок представляет комбинацию мод Эрмита-Гаусса, то важно оценить насколько сохраняется пространственное распределение интенсивности, сформированное в перетяжке. Для моделирования распространения полого пучка в пространстве с помощью (4) были вычислены распределения интенсивности в различных сечениях (рис. 2а). Дополнительно на рис. 2б представлена кривая, иллюстрирующая изменение осевой интенсивности подобного пучка $I(0,0,z)$ также рассчитанная с помощью (4). Результаты, показанные на рис. 2 подтверждают, что поперечная структура отраженного пучка изменяется при его распространении вдоль оси z . Однако, характер изменения профиля интенсивности с расстоянием таков, что в окрестности перетяжки формируется “темная”, область окруженная в боковых направлениях световыми стен-

ками. Продольный разрез этой области протяженностью несколько сантиметров показан на вставке рис. 2б. Видно, что в пространстве около перетяжки формируется структура, представляющая собой световую ловушку, у которой темная зона практически со всех сторон окружена областями с высокой интенсивностью. Эффективность преобразования исходной лазерной HG_{00} моды в отраженный комбинированный полый пучок оценивалась с помощью (6) и для параметров, соответствующих рис. 1 и 2, величина коэффициента $\eta = P_R/P_L$ равна 82%.

Заключение

В работе с помощью численных расчетов промоделированы свойства оптических пучков, возникающих в результате отражения фундаментальной лазерной HG -моды от высокочастотного кольцевого интерферометра. Показано, что для экспериментально реализуемого диапазона дефокусировок входной моды, возможно формирование аксиально-симметричных полых пучков, представляющих линейную комбинацию мод Эрмита-Гаусса. Анализ пространственной эволюции отраженного излучения показал, что оно сохраняет форму полого пучка с минимумом световой интенсивности на оси только в ограниченном интервале длиной несколько сантиметров. В целом картина распределения

интенсивности вблизи перетяжки отраженного пучка представляет собой вытянутую световую ловушку (optical bottle beam). Подобные полностью оптические ловушки как показано в [3] могут использоваться для захвата охлажденных атомов. Эффективность преобразования в аксиально-симметричные полые пучки при отражении от кольцевого интерферометра может достигать 82%, что является перспективным с точки зрения использования маломощных диодных лазеров в атомной физике и нанотехнологии.

В заключение авторы благодарят д.ф.-м.н. Волостникова В.Г. и к.ф.-м.н. Котову С.П. за ценные замечания и постоянное внимание к работе. Работа выполнена в рамках проекта, поддержанного программой ОФН РАН "Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корнелл Э.А., Виман К.Э. Бозе-Эйнштейновская конденсация в разреженном газе // УФН. 2003. V.173.
2. Arlt J., Hitomi T., Dholakia K. Atom guiding along Laguerre-Gaussian and Bessel light beams // Appl. Phys. B. 2000. V.71.
3. Cacciapuoti L., M. de Andelis, Pierattini G. et al. Single-beam optical bottle for cold atoms using a conical lens// Eur. Phys. J. D. 2001. V.14.
4. Clifford M.A., Arlt J., et al. High-order Laguerre-Gaussian laser modes for studies of cold atoms// Opt. Commun. 1998. V.156.
5. Ganic D., Gan X., Gu M. Generation of doughnut laser beams by use of a liquid-crystal cell with a conversion efficiency near 100% // Opt. Lett. 2002. V.27.
6. Чернышов А.К., Аллин А.О. Эффективность преобразования излучения диодного лазера в гауссовские моды высокого порядка с помощью кольцевого интерферометра // Известия Самарского научного центра РАН. 2005. Т. 7. №1.
7. Чернышов А.К., Аллин А.О., Ивахник В.В. Конверсия излучения диодного лазера в Гауссовские моды с помощью кольцевого интерферометра // Сборник статей "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия" Казань: Казанский гос. университет, 2005.
8. Beijersbergen M.W., Allen L., van der Veen H.E.L.O., Woerdman J.P. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum // Opt. Commun. 1993 V. 96.
9. Kogelnik H. Coupling and conversion coefficients for optical modes. In book: Fox J. Proc. Symp. Quasi-Opt. Ed. Brooklyn, NY. Polytechnic Press, 1964.
10. Chandra S. Reflection properties and applications of resonant optical cavities // Opt. Lett. 1982 V.7.
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 resonator cavities // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V.24. №6.

EFFECTIVE PRODUCING OF AXIAL-SYMMETRIC LIGHT BEAMS UNDER REFLECTION FROM RING INTERFEROMETER

© 2006 A.K. Chernyshov, A.O. Allin

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev of Russian Academy of Sciences

The conversion method of the fundamental laser mode into the axial-symmetric hollow light beams was suggested in this paper. Method is based on the reflection of the laser beam part under mismatched input into the bow-tie ring interferometer. The calculated conversion efficiency achieve 82% in this way. Hollow light beams can find the applications in the nanotechnology for the particle manipulation and in the atomic physics for the guiding of the cooled atoms beams.