

КВАЗИГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

А.А. Рыжевич, С.В. Солоневич

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси

пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь,

тел. +375-17-2840417, факс +375-17-2949002, tol@dragon.bas-net.by

Предложен и экспериментально реализован метод формирования квазигиперболических лазерных пучков. Метод основан на сложении соосных бесселевых световых пучков различных длин волн. Определено оптимальное соотношение длин волн, соответствующее максимальному контрасту осевого максимума интенсивности по сравнению с контрастом ближайшего по значению первого кольцевого максимума интенсивности. Для создания пучков используются лучепрочные оптические элементы, поэтому метод пригоден для формирования высокоинтенсивных 3D квазигиперболических лазерных полей, которые могут применяться для одновременного воздействия на больших (несколько миллиметров в диаметре и несколько сантиметров в длину) областях. Благодаря высокому контрасту центрального пика интенсивности поля такого типа могут быть полезны для различных практических применений: управления ансамблями микрочастиц, точечной лазерной обработки, создания фотонных структур.

Введение

В [1-3] были предложены и реализованы различные типы суперпозиций бесселевых световых пучков (БСП). В результате сложения когерентных и некогерентных между собой БСП различных порядков были сформированы световые пучки, имеющие специфические распределения интенсивности. В силу того, что некоторые полученные экспериментально суперпозиции БСП имеют радиальное распределение интенсивности, близкое к гиперболической функции, они были названы квазигиперболическими пучками. Благодаря высокому контрасту осевого пика интенсивности поля этого вида могут быть весьма полезны для различных практических применений. В данной работе рассмотрен новый метод формирования трехмерного квазигиперболического светового поля.

Описание метода и эксперимент

В результате монохроматической суперпозиции двух когерентных вообще, но не когерентных между собой соосных БСП различных углов конусности формируется световое поле с центральным максимумом, контраст которого существенно выше контраста кольцевых максимумов. Благодаря этому радиальное распределение интенсивности такого поля приближается к гиперболической функции. При определенном соотношении углов конусности, которое нами было рассчитано в [1], контраст наиболее высокого после осевого первого кольцевого максимума можно существенно уменьшить. Это происходит при углах конусности БСП γ_1 и γ_2 , где $\gamma_1 > \gamma_2$, удовлетворяющих соотношению $1,472 \leq \gamma_1/\gamma_2 \leq 1,473$. Тогда интенсивность суперпозиции двух неинтерферирующих монохроматических БСП₀ с одинаковыми пиковыми значениями осевых максимумов описывается функцией, представляющей собой сумму квадратов функций Бесселя нулевого порядка $A^2 J_0^2(2\pi\rho \sin \gamma_1/\lambda) + A^2 J_0^2(2\pi\rho \sin \gamma_2/\lambda)$, где A – амплитуда полей БСП, λ – длина волны излучения, γ_1 и γ_2 – углы конусности составляющих БСП₀. Наименьший контраст по интенсивности для ближайших к осевому кольцевых максимумов достигается потому, что кольцевые максимумы и ми-

нимумы составляющих БСП₀ различных углов конусности находятся на различных расстояниях от оси, и первый кольцевой максимум одного БСП попадает на ближайший к оси минимум другого БСП.

Идея нового метода состоит в формировании суперпозиции двух БСП с одинаковыми углами конусности γ , но с различными длинами волн λ_1 и λ_2 , соотношение которых максимально близко к значению 1,47. Тогда радиальное распределение интенсивности бихроматической суперпозиции двух БСП нулевого порядка будет описываться суммой квадратов функций Бесселя $A_1^2 J_0^2(2\pi\rho \sin \gamma/\lambda_1) + A_2^2 J_0^2(2\pi\rho \sin \gamma/\lambda_2)$, где A_1 и A_2 – амплитуды полей БСП.

На рис. 1 и 2 показаны теоретически рассчитанные распределения интенсивности в бихроматической суперпозиции БСП нулевого порядка при оптимальном соотношении длин волн складываемых БСП.

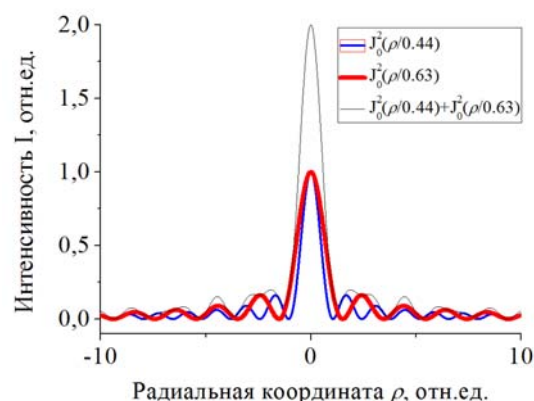


Рис. 1. Диаметральное распределение интенсивности в БСП различных длин волн и их суперпозиции

Оптическая схема предложенного метода для формирования бихроматической суперпозиции БСП показана на рис. 3. Лазеры 1 и 2 генерируют излучение с длинами волн λ_1 и λ_2 , соответственно. Лазерные пучки в идеале должны иметь одинаковые расходимости и распределения интенсивности. Подстройка пучков по расходимости и ширине осуществляется с помощью телескопа 3,

поставленным на пути пучка от лазера 2.

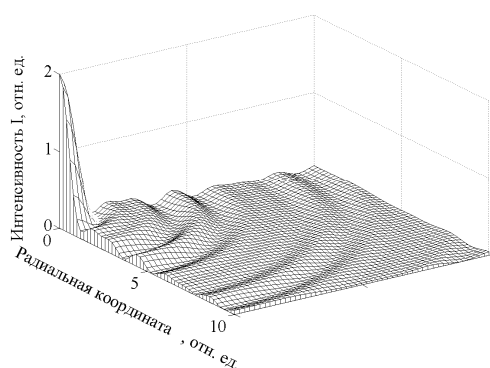


Рис. 2. Радиальное распределение интенсивности в бихроматической суперпозиции БСП

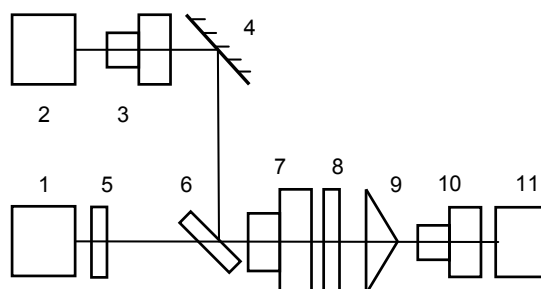


Рис. 3. Оптическая схема экспериментальной установки для формирования бихроматической суперпозиции БСП и исследования ее свойств

При необходимости схема может быть дополнена телескопом на пути пучка от лазера 1. Подстройка лазерного излучения по интенсивности осуществляется attenuатором 5, установленным на пути пучка от лазера 1, имеющего более высокую пиковую интенсивность. С помощью поворотного зеркала 4 и зеркала 6 пучки от лазеров 1 и 2 сводятся вместе и пропускаются через телескоп 7, служащий для увеличения ширины и длины пучков и для уменьшения разницы в их расходимостях. После прохождения через attenuатор 8 соосные пучки направляются на аксикон 9, формирующий бихроматическую суперпозицию БСП нулевого порядка. Выходное поле увеличивается микроскопом 10 и регистрируется CCD-камерой 11. Attenuатор 8 служит для выведения суммарной интенсивности выходного поля в диапазон линейного восприятия датчика CCD.

Предложенный метод формирования трехмерного квазигиперболического светового поля реализован экспериментально. В качестве источников лазерного излучения 1 и 2 использовались соответственно гелий-неоновый лазер ГН-25-1 (длина волны $\lambda_1 = 632.8$ нм, производство «Плазма», Рязань, Россия) и гелий-кадмиевый лазер ГКЛ-25 (длина волны $\lambda_2 = 441.6$ нм, производство «Плазма», Рязань, Россия). Поскольку длины волн лазерного излучения зачастую бывают фиксированными, не всегда имеется возможность подобрать лазерные источники с определенным желаемым соотношением длин волн. В

данном случае соотношение длин волн λ_1/λ_2 оказалось равным 1.43 при желаемом в идеале 1.47. Однако этого, как показали дальнейшие исследования, оказалось достаточно, чтобы получить достаточно близкий к максимальному контраст осевого пика интенсивности по отношению к пиковому значению интенсивности первого кольцевого максимума.

С помощью телескопа 3 и attenuатора 5 были получены лазерные световые пучки с близкими распределениями интенсивности в поперечном сечении. Пиковая интенсивность I_p красного излучения могла изменяться в пределах от $0.5I_b$ до $2I_b$, где I_b – пиковая интенсивность синего излучения. На рис. 4 показаны диаметральные распределения интенсивности в экспериментально полученных гауссовых пучках, из которых формируются БСП при $I_p/I_b = 1$.

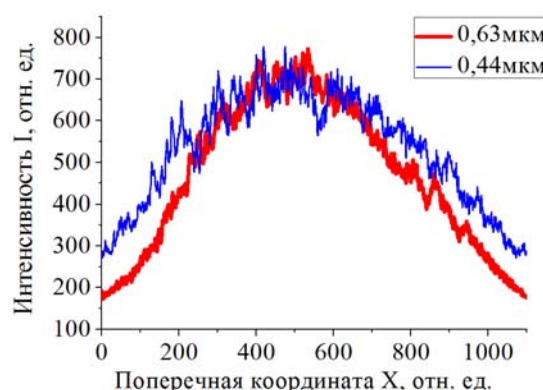


Рис. 4. Распределения интенсивности в гауссовых пучках двух различных длин волн, падающих на аксикон

При сложении соосных БСП двух длин волн формировалась их суперпозиция. Исследовано распределение интенсивности в выходном поле в зависимости от соотношения пиковых значений интенсивности в БСП. Соотношение интенсивности регулировалось поворотом полуволновой пластинки attenuатора 5. На рис. 5 показаны диаметральные распределения интенсивности в поперечных сечениях экспериментально полученных бихроматических суперпозиций БСП при различных углах φ поворота пластинки. Определено соотношение интенсивностей, при которой наблюдается наименьший контраст первых кольцевых максимумов относительно центрального максимума в суперпозиции. Это соотношение близко к 1, из чего можно сделать вывод, что малое отличие реального соотношения длин волн используемых излучений от идеального и наличие разницы показателей преломления материала аксикона для синего и красного света не оказывают существенного влияния на изменения контраста вторых максимумов в получаемой суперпозиции. На рис. 6 показаны диаметральные распределения интенсивности в складываемых БСП и их суперпозиции при оптимальном соотношении пиковых интенсивностей БСП.

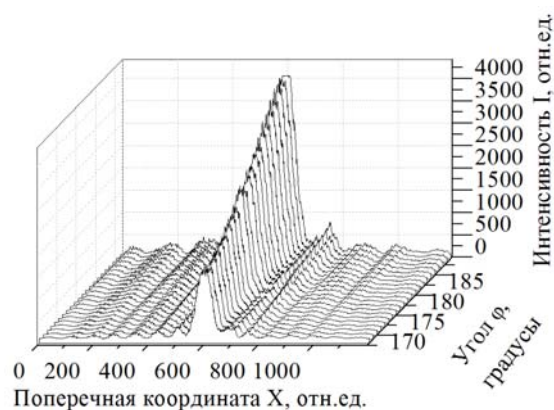


Рис. 5. Диаметральное распределение интенсивности в бихроматической суперпозиции БСП при различных соотношениях их пиковых интенсивностей

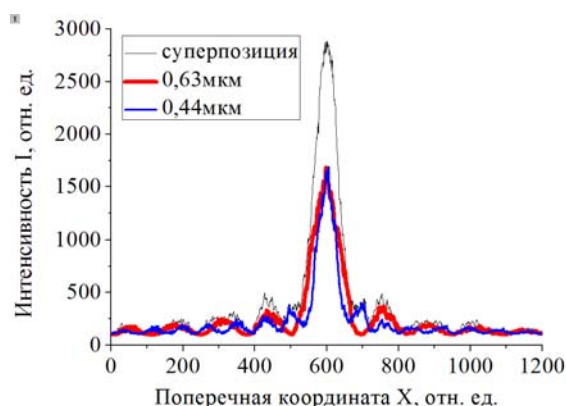


Рис. 6. Диаметральное распределение интенсивности в бихроматической суперпозиции БСП при различных соотношениях их пиковых интенсивностей

Заключение

Экспериментально реализованный метод сложения БСП различных длин волн пригоден для формирования мощных трехмерных квазигиперболических лазерных полей, которые могут использоваться для одновременного воздействия

на большие (несколько миллиметров в поперечнике и несколько сантиметров в длину) области суспензии, содержащие микрочастицы различных размеров. Эффективная область воздействия трехмерного квазигиперболического поля может быть расширена в длину и в ширину за счет применения более мощных лазерных излучателей. При этом в силу отсутствия высокого контраста кольцевых максимумов интенсивности, частицы могут собираться в узкой области вблизи оси пучка и затем транспортироваться вдоль направления распространения света. Применение в качестве жидкой среды затвердевающих гелей позволит использовать бихроматические суперпозиции для формирования протяженных и тонких цилиндрических фотонных структур. Поскольку на протяжении сантиметров распределение интенсивности в поперечном сечении квазигиперболических пучков изменяется слабо, с их помощью очень удобно оказывать точечное воздействие на неровные поверхности, т.к. отпадает необходимость фокусировки. Так же, как и обычные БСП нулевого порядка, квазигиперболические лазерные пучки можно с успехом использовать для создания протяженных цилиндрических отверстий в прозрачных материалах, в том числе, алмазов. В отличие от БСП₀, осевой максимум квазигиперболических пучков не окружен локальным кольцевым минимумом, благодаря чему отток тепла из зоны прожига отверстия уменьшается, поэтому глубину сверления можно увеличить.

Список литературы

1. Белый В.Н., Казак Н.С., Хило Н.А. // Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі: Сер. фіз.-мат. навук. – 2005. – 4. – С.23.
2. Рыжевич А.А., Солоневич С.В. // Пат. РБ на изобр. №11522. - Зарег. в Гос. реестре изобр. 27.10.08. - Приор. от 30.11.06. - Афіцыйны бюлетэнь. – 2009. – 1. С. 123.
3. Рыжевич А.А. // Пат. РБ на изобр. №11394. – Зарег. в Гос. реестре изобр. 05.09.08. – Приор. от 27.11.06. - Афіцыйны бюлетэнь. – 2008. – 6. – С.143.

QUASI-HYPERBOLIC LASER BEAMS AND POSSIBILITIES OF THEIR APPLICATION

A.A. Ryzhevich, S.V. Solonevich

B.I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus, 68 Nezavisimosti ave., Minsk, 220072, Belarus,
phone: +375-17-2840417, fax +375-17-2949002, tol@dragon.bas-net.by

A method for shaping quasi-hyperbolic laser beams is proposed and realized experimentally. The method is based on summation of Bessel light beams with various wavelengths. Optimal wavelength ratio has been determined that corresponds to the maximal contrast of the axial intensity maximum in the comparison with the nearest on the value ring intensity maximum. Optical schemes are mounted using lightfastness optical elements, therefore the method is suitable for formation of high-power 3D quasi-hyperbolic laser fields, which could be applied for simultaneous influence on the large (several millimeters in the diameter and several centimeters in the length) area. Due to the high contrast of axial intensity peak the fields of such a type could be useful for various practical applications, as microparticles ensembles manipulation, point laser processing, photonic structures creation.