

А. В. Гнатовский, А. П. Логинов, Н. В. Медведь, М. В. Николаев, М. Т. Шпак

ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С УЛУЧШЕННЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Рассматривается возможность преобразования лазерных полей при помощи двухэлементной оптической схемы. Установлена незначительная зависимость результатов преобразования от поперечно-модовой структуры исходного поля. Приводятся экспериментальные результаты, иллюстрирующие улучшение пространственно-угловых характеристик преобразованных пучков.

Известно, что сложная поперечно-модовая структура лазерного излучения обуславливает большую расходимость и сравнительно невысокую пространственную когерентность светового пучка. Это часто ограничивает использование лазеров с такими пучками при решении ряда научных и прикладных задач. Поэтому остается актуальной разработка эффективных методов преобразования сложных лазерных полей в пучки с требуемой пространственно-угловой структурой.

При использовании внерезонаторных методов коррекции для этой цели можно применять голографический метод, в котором голограмма компенсирует искажения волнового фронта поперечной моды и, следовательно, формирует пучок с плоским волновым фронтом и уменьшенной расходимостью [1, 2]. Однако для эффективного применения такого метода необходимы высокая пространственная когерентность корректируемой моды (для качественной записи голограммы) и ее стационарность (для точной компенсации искажений волнового фронта). Излучение лазеров не всегда отвечает этим требованиям. Кроме того, не для всех длин волн разработаны материалы, позволяющие записать эффективную голограмму.

Это приводит к необходимости создания схемы внерезонаторной коррекции лазерных полей, которая позволила бы обойти перечисленные трудности. Нам представляется перспективным использовать для этой цели двухэлементную оптическую систему, которая предварительно расщепляет лазерное поле на ряд вторичных пучков, а затем позволяет синтезировать из них при помощи формирующего элемента пучок с желаемыми пространственно-угловыми характеристиками практически независимо от структуры поля исходного излучения [3].

1. Формирование когерентного светового пучка двухэлементной системой

Рассмотрим оптическую схему, приведенную на рис. 1, а. Излучение лазера 1, генерирующего поперечную моду TEM_{00} с длиной волны λ_0 , расширяется телескопом 2 и расщепляется светоделителем 3 на два пучка. Один из них служит опорным и направляется на голограмму под углом θ_0 , второй пропускается через пространственный модулятор волнового фронта 4 (фазовый транспарант с коэффициентом пропускания $t(x_1, y_1)$, x_1, y_1 — пространственные координаты в плоскости модулятора). Дифрагировавшее на модуляторе излучение интерферирует с опорной волной в плоскости голограммы 5, расположенной на расстоянии d_0 от модулятора. Поле сигнала пучка с точностью до комплексной постоянной можно представить в следующем виде:

$$U_0(x_0, y_0) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_0(x_1, y_1) \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda_0 d_0} [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2] \right\} dx_1 dy_1, \quad (1)$$

где x_0, y_0 — пространственные координаты в плоскости голограммы.

Таким образом, согласно (1) на голограмме оказывается записанным френелевский спектр модулятора 4. Теперь будем пропускать через систему модулятор — голограмма лазерное излучение с длиной волны λ и произвольным волновым фронтом $L(x_1, y_1)$ (рис. 1, б), причем параметры d и $t(x_1, y_1)$, вообще говоря, могут отличаться от d_0 и $t_0(x_1, y_1)$, используемых на стадии записи. Поле, падающее на голограмму в этом случае, аналогично (1) запишем в виде

$$U(x_0, y_0) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) L(x_1, y_1) \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda d} [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2] \right\} dx_1 dy_1. \quad (2)$$

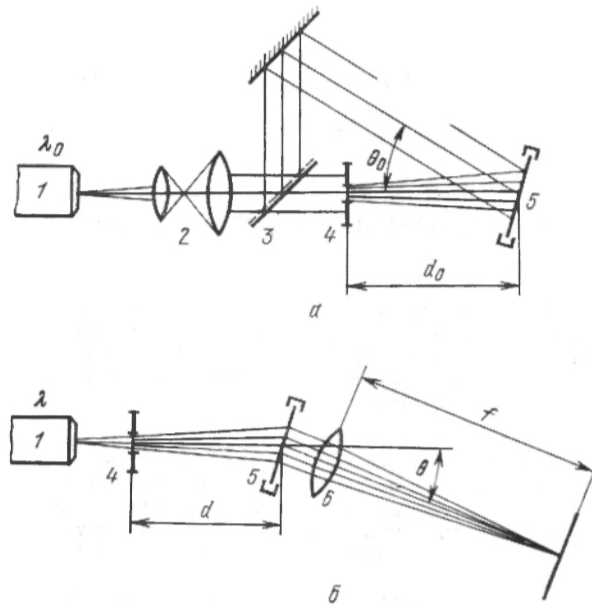


Рис. 1. Оптическая схема преобразования.

Непосредственно за голограммой в ее первом дифракционном порядке сформируется поле

$$W_T(x_0, y_0) \sim \tilde{U}_0^*(x_0, y_0)U(x_0, y_0). \quad (3)$$

Его угловой спектр наблюдается в фокальной плоскости объектива *b* с фокусным расстоянием *f* и описывается выражением, представляющим преобразование Фурье поля $W_T(x_0, y_0)$:

$$W(x, y) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_T(x_0, y_0) \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx_0 + yy_0)\right] dx_0 dy_0. \quad (4)$$

где *x, y* — пространственные координаты в фокальной плоскости объектива *b*.

Подставляя в (4) выражение для $W_T(x_0, y_0)$ и учитывая (1) и (2), получаем выражение для углового спектра поля, формируемого системой модулятор — голограмма:

$$W(x, y) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_0^*(x_1, y_1) t(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1) L(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1) \exp\left\{i \frac{\pi}{\lambda_0 d_0} [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2]\right\} \times \\ \times \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx_0 + yy_0)\right] \exp\left\{i \frac{\pi}{\lambda d} [(x_1 - x_0)^2 + (\tilde{y}_1 - y_0)^2]\right\} \times \\ \times dx_1 dy_1 d\tilde{x}_1 d\tilde{y}_1 dx_0 dy_0. \quad (5)$$

В случае $\lambda_0 = \lambda$ следует положить $d_0 = d$ и $t_0(x_1, y_1) = t(x_1, y_1)$. Тогда выражение (5) может быть приведено к виду

$$W(x, y) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_0^*(x_1 + \beta x, y_1 + \beta y) t_0(x_1, y_1) L(x_1, y_1) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda_0 f} \times \right. \\ \left. \times (x_1 x + y_1 y)\right] dx_1 dy_1, \quad (6)$$

где $\beta = d_0/f$. Выражение (6) было получено в работе [4] для случая коррекции излучения гелий-неонового лазера. Его анализ показывает, что при определенных условиях структура преобразованного поля $w(x, y)$ будет в большей степени определяться коэффициентом пропускания модулятора, нежели структурой исходного поля лазера. В предельном случае (при записи на голограмме фурье-спектра модулятора) угловая структура преобразованного поля будет определяться только пространственной автокорреляционной функцией модулятора или же пространственной корреляционной функцией модуляторов, использу-

мых при записи голограммы и ее восстановлении. Незначительная зависимость углового спектра преобразованного пучка от структуры поля исходного лазера достигается использованием модуляторов с таким пропусканием, чтобы функцию $L(x_1, y_1)$ можно было полагать достаточно гладкой по сравнению с $t(x_1, y_1)$. Это обстоятельство позволяет повысить универсальность описанной коррелирующей схемы.

Рассмотрим случай, когда $\lambda_0 \neq \lambda$. Выражения для чисто фазовых модуляторов можно представить в наиболее общем виде

$$t_0(x_1, y_1) = \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda_0} \delta_0 n x(x_1, y_1) \right] \text{rect} \left(\frac{x_1}{X} \right) \text{rect} \left(\frac{y_1}{Y} \right), \quad (7a)$$

$$t(x_1, y_1) = \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda} \delta n x(x_1, y_1) \right] \text{rect} \left(\frac{x_1}{X} \right) \text{rect} \left(\frac{y_1}{Y} \right), \quad (7b)$$

где множитель $\text{rect}(x_1/X)\text{rect}(y_1/Y)$ определяет апертуру модулятора; δ_0 и δ — геометрическая глубина рельефа; n — показатель преломления вещества модулятора; функцию $x(x_1, y_1)$ считаем произвольной.

Сопоставляя (5) и (6) и учитывая (7), можно сделать вывод о том, что в случае выполнения соотношений $d = ed_0$ и $\delta = \delta_0/e$ (где $e = \lambda_0/\lambda$) выражение (5) приводится к виду (6), как и в случае $\lambda_0 = \lambda$. Таким образом, двухэлементная система может достаточно просто перестраиваться для коррекции лазерных пучков с различными длинами волн, сохраняя при этом функциональный вид углового спектра скорректированного пучка.

2. Преобразование полей газовых лазеров

Воспользуемся полученными выше результатами для формирования пучков с синтезированным угловым спектром из полей газовых лазеров. Поля этих лазеров описываются сравнительно простыми функциями и могут быть приведены к гауссовым пучкам [5], что облегчает проведение необходимых расчетов.

Мультипликация пучков. Сначала остановимся на случае $\lambda_0 = \lambda$. В качестве модулятора выберем фазовую дифракционную решетку с коэффициентом пропускания

$$t(x) = \exp(i^{1/2} \mu \cos 2\pi \nu x) \text{rect}(x/X), \quad (8)$$

где $\mu = (2\pi/\lambda_0)\delta_0 n$; ν — частота решетки (для простоты рассматривается одномерная задача). Этот случай представляет особый интерес, так как допускает аналитическое решение. К тому же такой модулятор привлекателен простотой и технологичностью изготовления.

Подставляя (8) в (6) и проводя интегрирование, получаем выражение для интенсивности преобразованного пучка

$$I(x) \sim \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p^2(\mu \sin \pi \nu \beta x) |L(x - \pi p \nu)|^2, \quad (9)$$

где J_p — функция Бесселя 1-го рода p -го порядка; при этом поле лазера $L(x)$ выбираем в виде одномерных поперечных мод типа TEM_{0m} [5], пренебрегаем конечностью апертуры корректирующей системы, что справедливо для пучков, сечение которых меньше апертуры модулятора. Выражение (9) описывает распределение энергии в виде набора порядков, сдвинутых относительно друг друга на величину $a = \pi \nu$ вдоль оси X и промодулированных соответствующим множителем $J_p^2(\mu \sin \pi \nu \beta x)$. Интенсивность этих порядков быстро убывает с ростом p . В наиболее интенсивном нулевом порядке за счет множителя $J_0^2(\mu \sin \pi \nu \beta x)$, представляющего собой автокорреляционную функцию синусоидальной фазовой решетки [6], наблюдается перераспределение энергии в угловом спектре исходного пучка $L(x)$ и в его пределах формируется несколько резких максимумов с периодом $\Delta x = 2/(\nu \beta)$. Их угловые размеры и расположение определяются параметрами ν , β , μ и практически не зависят от структуры корректируемого пучка. Варьируя параметры ν и β , можно управлять количеством максимумов, а параметр μ определяет угловой размер каждого из них. Таким образом, система, состоящая из модулятора (8) и соответствующей ему голограммы, может использоваться для мультипликации лазерных пучков со стандартизированным угловым спектром.

На рис. 2 приведены результаты преобразования сложной моды гелий-неонового лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) в пять пучков при помощи двух периодических модуляторов с одинаковыми периодами, но различными значениями μ . Наблюдается уменьшение углового размера каждого максимума с увеличением μ . Задача может быть обобщена на случай двумерного преобразования, для чего естественно использовать двумерные периодические модуляторы. При этом можно получать поля с пространственной структурой, состоящей из одинаковых периодически расположенных пучков с колоколообразным распределением в каждом из них.

Уменьшение расходимости пучка. В ряде практических задач требуется лазерный пучок с малой расходимостью и большой осевой яркостью. Использование для этой цели периодических модуляторов с параметрами, рассчитанными на формирование только одного

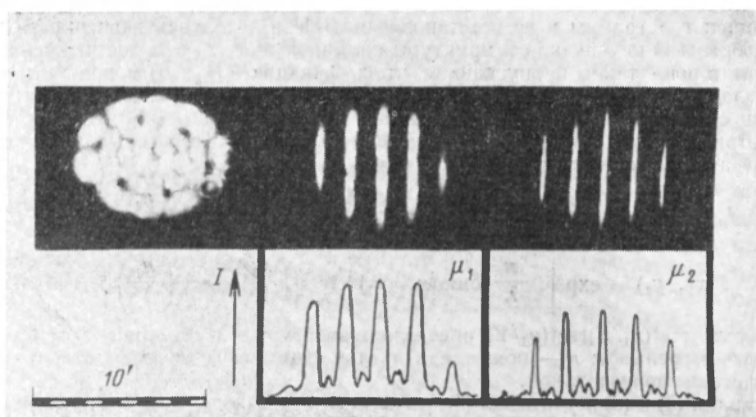


Рис. 2. Мультипликация скорректированных лазерных пучков ($\mu_1=4,8$; $\mu_2=7,8$).

пучка, не всегда целесообразно, поскольку при этом вклад нулевого члена в выражении (9) резко падает (согласно оценкам до 12—15% от общей энергии преобразованного пучка). В таких случаях следует использовать модуляторы, формирующие только один пучок (т. е. модуляторы, автокорреляционная функция которых носит δ -видный характер [3, 4, 7]). В качестве такого модулятора, в частности, можно использовать зонную пластинку с пропусканием

$$t(x) = \exp\left(i \frac{\mu}{2} \cos \frac{x_1^2}{2\sigma^2}\right) \quad (10)$$

(как и прежде ограничимся рассмотрением одномерной задачи), где параметр σ определяет ее фокусирующие свойства. С учетом (10) вычисление интеграла (6) представляет определен-

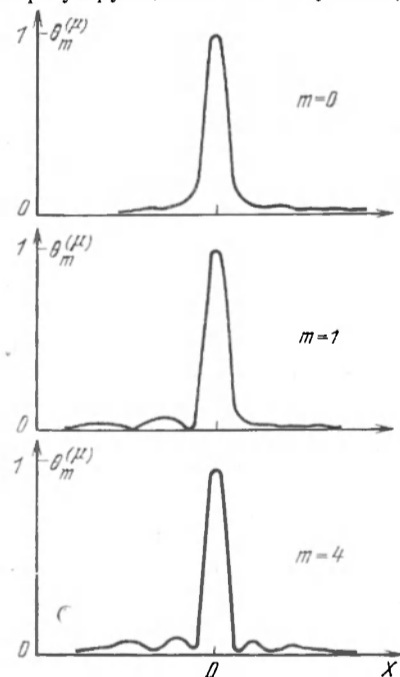


Рис. 3. Рассчитанное распределение энергии $\theta_m^{(\mu)}(x)$ в скорректированных пучках для поперечных мод TEM_{00} , TEM_{01} , TEM_{04} .

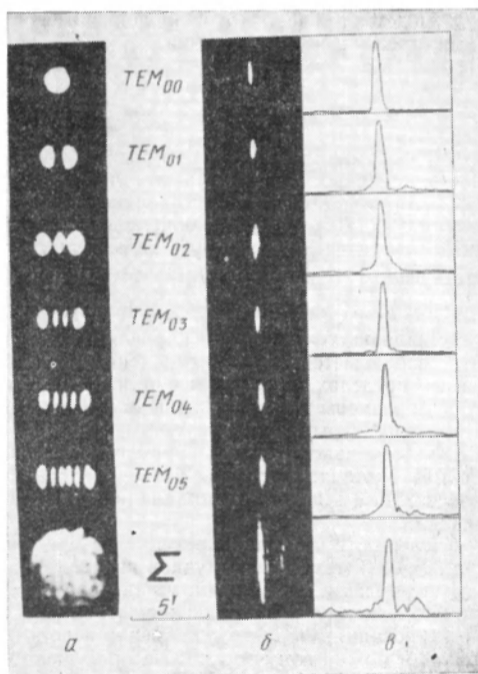


Рис. 4. Коррекция поперечных мод гелий-неонового лазера.

ные трудности и может быть проведено на ЭВМ. Результаты расчета в виде графиков представлены на рис. 3.

На рис. 4 приведены экспериментальные результаты, подтверждающие проведенный расчет. Здесь показаны фотографии в дальней зоне ряда простых и сложной поперечных мод до (а) и после (б) коррекции. В преобразованных пучках измерялось распределение интенсивности при помощи фотоэлектрической приставки со сканирующей щелью. Результаты этих измерений приведены на рис. 4, в. Проведенные измерения позволяют заключить, что в центральном максимуме сосредоточено порядка 25—35% энергии преобразованного поля. Применение модуляторов, обладающих максимальной симметрией или же полученных при наложении друг на друга под углом 90° двух модуляторов типа (10), позволяет получить скорректированный пучок с сечением в виде точки. Такое же распределение дают модуляторы со стохастической модуляционной фазы типа диффузно рассеивающих объектов [7].

Смена длины волны корректируемого излучения. Рассмотрим случай, когда длина волны корректируемого лазерного поля отличается от длины волны излучения, использовавшегося для записи голограммы ($\lambda_n \neq \lambda$). Согласно проведенному выше анализу для этого необходимо использовать корректирующую систему, в которой можно изменять параметры d и δ . Для изменения расстояния между модулятором и голограммой последние укрепляются на столиках с микроподачами, обеспечивающими точное перемещение этих элементов вдоль направления лазерного луча.

Изменение глубины фазового рельефа модулятора при сохранении его пространственной структуры может быть осуществлено при точной замене однотипных модуляторов с различающимися параметрами δ . Для случая одномерной коррекции можно уменьшить затруднения, возникающие при такой замене. Для этого необходимо изготовить модулятор, сильно вытянутый в направлении, перпендикулярном направлению коррекции, с переменным рельефом, и смену модуляторов производить за счет его перемещения вдоль этого направления.

Была изготовлена одномерная зонная пластинка размером 35×5 мм, у которой глубина рельефа линейно изменялась в направлении большего размера. Рабочий участок модулятора выделялся диафрагмой 4×5 мм, в пределах которого δ можно было считать постоянной. Передвигая модулятор в вертикальном направлении при помощи микроподачи можно было легко добиться требуемого изменения параметра δ при сохранении пространственной структуры модулятора.

Результаты коррекции лазерных пучков с различными длинами волн при помощи одной и той же перестраиваемой системы приведены на рис. 5. Для записи голограммы использовалось излучение гелий-неонового лазера ($\lambda_0 = 0,63$ мкм). Здесь же приведены результаты преобразования пучков гелий-кадмиевого ($\lambda_1 = 0,44$ мкм) и гелий-неонового ($\lambda_2 = 1,15$ мкм) лазеров. Приведенные фотографии до (а) и после (б) коррекции и результаты фотометрирования (в) показывают, что предложенная двухэлементная схема коррекции обладает достаточной универсальностью также по отношению к смене длины волны наряду с изменением поперечной структуры лазерного поля. Полученные результаты открывают возможности для преобразования лазерных пучков с длиной волны, лежащей в близком ИК диапазоне, для которого пока отсутствуют подходящие голографические материалы.

3. Обсуждение результатов и выводы

Проведенные исследования показывают, что задача о формировании лазерных пучков с требуемыми пространственно-угловыми характеристиками в значительной мере решается при использовании описанной системы модулятор — голограмма. Независимость в широких пределах результатов коррекции от поперечно-модовой структуры лазерного излучения дает все основания считать, что предложенный подход к формированию лазерных пуч-

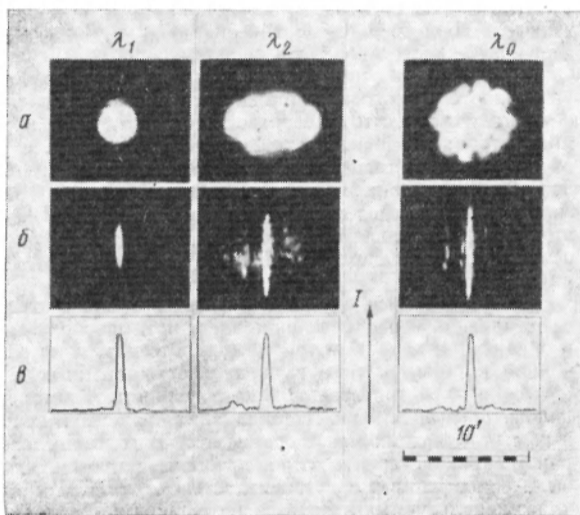


Рис. 5. Коррекция лазерных пучков с различными длинами волн.

ков не ограничивается полями газовых лазеров. Действительно, из анализа выражений (5) и (6) следует, что при достаточно частой пространственной модуляции исходного поля структура последнего оказывает малое влияние на окончательный результат преобразования. Следовательно, при надлежащем выборе параметров модулятора класс преобразуемых полей можно значительно расширить. Такими полями, в частности, может служить излучение твердотельных и полупроводниковых лазеров, а также поля на выходе систем волоконной оптики. Проведенные в этом направлении предварительные исследования дали обнадеживающие результаты и позволили в значительной степени уменьшить расходимость названных полей (см., например, [8]).

Очевидно, что возможности метода не исчерпываются модуляторами, описанными в настоящей работе. Разработка новых типов модуляторов, которые наиболее полно отвечали бы требованию синтеза пучка с конкретными характеристиками, представляет важную задачу. Например, стохастическая модуляция фазы корректируемой поперечной моды дает возможность управлять распределением энергии по сечению формируемого пучка [7]. Описанный подход позволяет в значительной мере варьировать структуру преобразованного пучка, чем при использовании чисто голографической методики [1, 2]. Это объясняется тем, что преобразованный пучок определяется пропусканием используемого модулятора, выбор которого можно варьировать в достаточно широких пределах исходя из тех или иных требований, предъявляемых к структуре синтезируемого пучка. В наиболее общем случае возможна постановка обратной задачи: задаваясь требуемой структурой светового пучка, подбирается соответствующий модулятор, который мог бы удовлетворить этому требованию. Математически такую задачу можно сформулировать как отыскание решения интегрального уравнения (6) для функции $t(x_1, y_1)$, полагая $W(x, y)$ заданной величиной.

Результаты исследований показывают, что в рассматриваемом методе направление распространения и распределение энергии в преобразованном пучке слабо зависят от индекса и ориентации корректируемой моды. Это позволяет рассчитывать на повышение пространственной когерентности в пучках, сформированных из модовых структур со сравнительно невысокой пространственной когерентностью, которые представляют собой некогерентное наложение нескольких составляющих. Максимумы скорректированных пучков для различных составляющих могут совпадать. В работе [9] наблюдался эффект повышения пространственной когерентности в преобразованном пучке, которая, как показали измерения, была сопоставима с когерентностью моды TEM_{00} . Этот результат позволяет расширить класс используемых лазерных источников для задач голографии, когерентной оптики и др.

1. А. В. Гнатовский, В. В. Селезнев, М. Т. Шпак. В сб. «Квантовая электроника», Киев, «Наукова думка», 1977, вып. 13, с. 36.
2. М. Д. Бондаренко, А. В. Гнатовский, М. С. Соскин. *ДАН СССР*, 187, 538 (1969).
3. А. В. Гнатовский, А. П. Логинов, В. В. Селезнев, М. Т. Шпак. *Укр. физ. журнал*, 22, 1418 (1977).
4. А. В. Гнатовский, А. П. Логинов, М. В. Николаев, М. Т. Шпак. *Укр. физ. журнал*, 23, 311 (1978).
5. Дж. Бойд, Дж. Гордон. В сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963, с. 363.
6. А. Н. Малов, В. Н. Морозов, И. Н. Компанец, Ю. М. Попов. «Квантовая электроника», 4, 1608 (1977).
7. А. В. Гнатовский, Н. Г. Зубрилин, А. П. Логинов, Н. В. Медведь, М. В. Николаев, М. Т. Шпак. *Укр. физ. журнал*, 23, 525 (1978).
8. А. В. Воляр, А. В. Гнатовский, М. Г. Кучикян, А. П. Логинов, Н. В. Медведь, М. Т. Шпак. *ДАН УССР*, № 4, 329 (1978).
9. А. В. Гнатовский, А. П. Логинов, М. Т. Шпак. *ДАН УССР*, № 11, 1026 (1977).

Институт физики
АН УССР, Киев

Поступила в редакцию
20 марта 1978 г.

A. V. Gnатовsky, A. P. Loginov, N. V. Medved, M. V. Nikolaev, M. T. Shpak. **Formation of Laser Beams with Improved Space-Angular Characteristics.**

Possible transformation of laser fields is considered by means of the two-component optical system. An insignificant dependence is established of the transformation results on the transverse-mode structure of the initial field. Experimental results are presented which illustrate an improvement in space-angular characteristics of transformed beams.