

Влияние характеристик аксикона и параметра качества пучка M^2 на формирование бesselевых пучков излучения полупроводниковых лазеров

Г.С.Соколовский, В.В.Дюделев, С.Н.Лосев, М.Буткус, К.К.Соболева, А.И.Соболев, А.Г.Дерягин, В.И.Кучинский, В.Сиббет, Э.У.Рафаилов

В работе исследуются особенности формирования бesselевых пучков излучения полупроводниковых лазеров с высоким параметром качества M^2 . Показано, что длина распространения бesselева пучка определяется в большей степени расходимостью образующего квазигауссова пучка с высоким M^2 , а не геометрическими параметрами оптической схемы. Продемонстрировано, что технологически неизбежное скругление вершины аксикона ведет к значительному увеличению поперечного размера центральной части бesselева пучка вблизи аксикона.

Ключевые слова: бesselевы пучки, квазигауссовы пучки, аксикон, параметр качества пучка, полупроводниковый лазер.

1. Введение

Бesselевы пучки давно привлекают внимание исследователей благодаря своей пространственной инвариантности, т.е. возможности распространения на значительное расстояние без расходимости [1–3], что открывает большие перспективы их использования в устройствах для манипулирования микро- и нанообъектами (в так называемых оптических пинцетах), а также для управления микромашинами и других применений [4]. В проекции на плоскость, перпендикулярную оси распространения, бesselевы пучки выглядят как яркое пятно, окружённое системой концентрических колец, а их профиль описывается функцией Бесселя первого рода нулевого порядка, что и определило их название.

На практике бesselевы пучки получаются в результате интерференции сходящихся лучей при прохождении сколлимированного гауссова пучка через коническую линзу – аксикон. Диаметр центрального пятна (ядра бesselева пучка) определяется углом аксикона и может быть порядка длины волны излучения. Практически получаемые бesselевы пучки имеют конечную длину распространения, зависящую от диаметра поперечного сечения (апертуры) исходного пучка (рис.1). При этом длина распространения бesselева пучка может достигать нескольких метров. Ещё одним замечательным свойством бesselевых пучков является способность самовосстановления их ядра после встречи с препятствием, что при использовании в оптических пинцетах обеспечивает возможность производить манипуляции не с одним, а одновременно с несколькими

микроскопическими объектами [5]. Применение бesselевых пучков значительно увеличивает рабочую дистанцию между объектом манипуляций и фокусирующей оптикой и не требует тонкой юстировки, что делает такие системы более гибкими и привлекательными с практической точки зрения.

Согласно устоявшемуся мнению, для формирования бesselевых пучков требуются источники света с высокой пространственной когерентностью, такие как газовые и твердотельные лазеры, что делает оптический пинцет весьма громоздким и дорогостоящим инструментом. Однако, как было недавно показано, временная когерентность источника излучения оказывает гораздо меньшее влияние на формирование бesselевых пучков, чем его пространственная когерентность [6]. Это позволило осуществить генерацию бesselевых пучков с использованием поверхностно-излучающих и торцевых полупроводниковых лазеров [7, 8], в том числе лазеров с искривленными штрихами распределенного брэгговского зеркала [9]. Кроме того, это позволило продемонстрировать сверхфокусировку излучения полупроводниковых лазеров и светодиодов [10], а также возможность применения бesselевых пучков, полученных с помощью полупроводниковых лазеров, для оп-

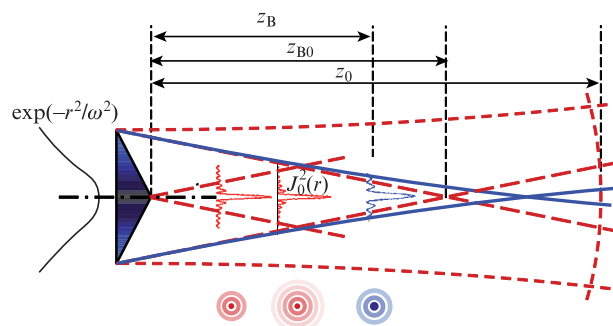


Рис.1. Распространение бesselева пучка, сформированного из квазигауссова пучка с высоким параметром M^2 : z_B – длина распространения бesselева пучка, обусловленная расходимостью образующего пучка; z_{B0} – «геометрическая» длина распространения; z_0 – рэлеевская длина.

Г.С.Соколовский, В.В.Дюделев, С.Н.Лосев, К.К.Соболева, А.И.Соболев, А.Г.Дерягин, В.И.Кучинский. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: gs@mail.ioffe.ru

M.Butkus, E.U.Rafailov. Photonics & Nanoscience Group, School of Engineering, Physics and Mathematics, University of Dundee, Dundee, UK
W.Sibbett. School of Physics and Astronomy, University of St. Andrews, St Andrews, UK

Поступила в редакцию 27 февраля 2013 г.

тического манипулирования микроскопическими (в том числе биологическими) объектами [11].

Настоящая работа посвящена более детальному исследованию особенностей формирования бесселевых пучков с помощью полупроводниковых лазеров с высоким параметром качества M^2 , а также изучению влияния технологически неизбежного скругления вершины аксикона на поперечный размер ядра бесселева пучка.

2. Влияние параметра качества M^2 на формирование бесселевых пучков

В общем случае качество лазерного пучка принято описывать при помощи параметра качества M^2 [12, 13], который определяется отношением расходимости данного пучка к расходимости «идеального» гауссова пучка (т.е. пучка с $M^2 = 1$), соответствующей дифракционному пределу. Аналогичным образом параметр M^2 определяет, во сколько раз фокусное пятно данного пучка больше пятна, получаемого при фокусировке идеального гауссова пучка той же оптической системой. Параметр M^2 удобен тем, что позволяет использовать для описания квазигауссовых пучков математический аппарат, развитый для гауссовых пучков, путем простой замены $\lambda \rightarrow M^2\lambda$, т.е. численным увеличением длины волны в M^2 раз.

При распространении бесселева пучка, сформированного из сколламированного многомодового квазигауссова пучка, диаметр ядра пучка постепенно увеличивается в силу значительной расходимости формирующего квазигауссова пучка, что приводит к увеличению поперечного размера ядра бесселева пучка и может ограничивать длину распространения z_B полученного пучка (см. рис.1). Для того чтобы оценить влияние расходимости образующего пучка, необходимо учесть её в выражении, связывающем диаметр ядра бесселева пучка с геометрическими параметрами оптической схемы:

$$d_M^2 = \frac{2.4\lambda}{\pi \sin[\alpha/2 - \pi/2 + \arcsin(n \cos \alpha/2) - x(z)]}, \quad (1)$$

где λ – длина волны; n – показатель преломления материала аксикона; α – угол при вершине аксикона; $x(z)$ – угол расходимости образующего пучка, зависящий от продольной координаты z . В данном рассмотрении, оставляя эффекты разъюстировки [7, 14, 15] для дальнейших исследований, мы будем считать, что образующий квазигауссов пучок соосен аксикону и сколламирован в плоскости, проходящей через его вершину. Поэтому, определив (рис.1) угол расходимости как арктангенс отношения поперечной координаты луча образующего пучка на аксиконе к кривизне волнового фронта пучка $R(z)$ при достижении лучом оси симметрии,

$$x(z) = \arctan\left(\frac{z \tan \gamma}{R(z)}\right), \quad (2)$$

и воспользовавшись известным выражением для кривизны волнового фронта квазигауссова пучка [16]

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda z} \right)^2 \right] \quad (3)$$

(ω_0 – апертура образующего пучка), после очевидных преобразований и с учетом закона Снеллиуса $\gamma = (n-1)\beta$ в парааксиальном приближении можно записать:

$$x(z) = \frac{(n-1)\beta}{1 + [\pi \omega_0^2 / (M^2 \lambda z)]^2}, \quad (4)$$

где $\beta = 90^\circ - \alpha/2$ – дополнительный угол при вершине аксикона. Подставив выражение (4) в (1), после проведения несложных тригонометрических преобразований окончательно получим

$$d_{M^2}(z) = \frac{2.4\lambda}{\pi} \left\{ (n-1) \sin \left[\beta + \frac{n-1}{1 + (\pi \omega_0^2 / (M^2 \lambda z))^2} \beta \right] - n \sin \left[\frac{n-1}{1 + (\pi \omega_0^2 / (M^2 \lambda z))^2} \beta \right] \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Это громоздкое выражение может быть значительно упрощено в парааксиальном приближении,

$$d_{M^2}(z) \approx \frac{2.4\lambda}{\pi(n-1)\sin\beta} \left[1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right], \quad (6)$$

причем различие между результатами расчетов с использованием выражений (5) и (6) не превышает 5% во всем диапазоне практически важных углов при вершине аксикона. Выражение (6) также предоставляет возможность простого вычисления длины распространения бесселева пучка, определяемой расходимостью образующего пучка [7]. Определив длину распространения бесселева пучка z_B как расстояние, на котором поперечный размер его ядра увеличивается в $\sqrt{2}$ раз (аналогично определению рэлеевской длины), мы, используя (6), можем записать:

$$\left(\frac{M^2 \lambda z_B}{\pi \omega_0^2} \right)^2 + 1 = \sqrt{2}. \quad (7)$$

Выполнив очевидные преобразования, получим выражение

$$z_B = \sqrt{\sqrt{2} - 1} \frac{\pi \omega_0^2}{M^2 \lambda} \approx \frac{2\omega_0^2}{M^2 \lambda}, \quad (8)$$

которое полностью соответствует результату, получаемому непосредственно из анализа расходимости образующего пучка [7].

Следует отметить, что без учета расходимости образующего пучка, при рассмотрении лишь геометрических параметров оптической схемы, длина распространения бесселева пучка определяется известным выражением [17]

$$z_{B0} = \frac{\pi \omega_0 d_0}{\kappa \lambda} \quad (9)$$

(κ – численный коэффициент), которое с учетом (6) в приближении геометрической оптики принимает вид

$$z_{B0} \approx \frac{\omega_0}{(n-1)\sin\beta}, \quad (10)$$

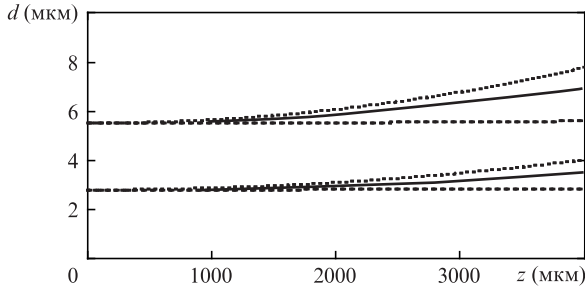


Рис.2. Зависимости диаметра ядра бesselева пучка от продольной координаты z при $\omega_0 = 100$ мкм, $M^2 = 1$ (штриховые линии), $\omega_0 = 50$ мкм, $M^2 = 1$ (сплошные линии), $\omega_0 = 100$ мкм, $M^2 = 5$ (пунктир). Расчет проведен для аксиконов с углом при вершине $\alpha = 160^\circ$ (верхнее семейство кривых) и $\alpha = 140^\circ$ (нижнее семейство кривых).

где d_0 – диаметр ядра бesselева пучка без учета расходимости.

Из сравнения выражений (8) и (10) легко видеть, что уменьшение апертуры ω_0 образующего пучка по сравнению с величиной

$$\omega'_0 = \frac{M^2 \lambda}{2(n-1) \sin \beta} \quad (11)$$

ведет к ограничению длины распространения бesselева пучка из-за расходимости образующего пучка, тогда как геометрические параметры оптической схемы влияния не оказывают. Очевидно, что рассматриваемый эффект особенно важен при формировании бesselевых пучков из квазигaussianовых пучков с большими значениями M^2 .

На рис.2 представлена расчетная зависимость диаметра ядра бesselева пучка от продольной координаты z для различных значений параметра качества M^2 образующего пучка и его апертуры ω_0 .

3. Влияние скругления вершины аксикона на поперечный размер ядра бesselева пучка

Скругление вершины аксикона является крайне нежелательным дефектом, возникающим при его изготовлении, что связано с неизбежными технологическими затруднениями при финишной полировке конической поверхности аксикона. Влиянием скругления вершины аксикона можно пренебрегать при изучении формирования бesselевых пучков с большой апертурой образующего пучка и значительной длиной распространения. Однако при уменьшении апертуры образующего пучка до сотен микрометров и соответствующем уменьшении длины распространения бesselева пучка учет влияния скругления вершины аксикона на поперечный размер ядра бesselева пучка представляется абсолютно необходимым.

Рассмотрим аксикон со скругленной до радиуса R вершиной и поперечным размером скругленной области H (рис.3). Радиус скругления связан с размером скругленной области очевидным соотношением

$$H = R \sin \beta. \quad (12)$$

Из выражения (12) следует, что область формирования бesselева пучка аксиконом со скругленной вершиной сдвинута относительно «идеальной» вершины аксикона

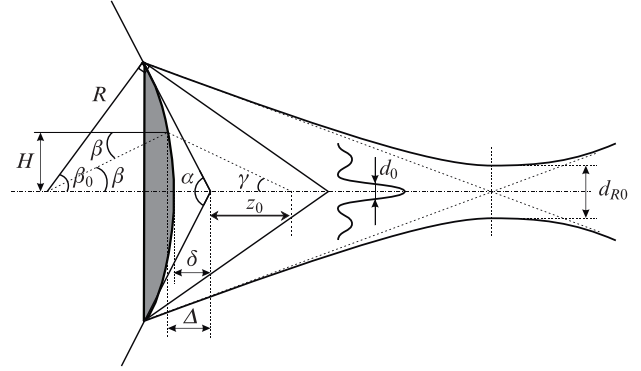


Рис.3. К расчету влияния скругления вершины аксикона на формирование бesselева пучка.

на расстояние $z_0 = R/n$, а относительно скругленной вершины – на расстояние $z_0 + \delta$ (рис.3), где

$$\delta = R \frac{1 - \cos \beta}{\cos \beta}. \quad (13)$$

Как схематически показано на рис.3, скругленная вершина аксикона действует на образующий пучок как плоско-выпуклая линза с фокусным расстоянием f , описываемая матрицей [16]

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{R} & 1 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Поэтому в области «геометрической тени» $z_0 + \delta$ центральная часть образующего пучка фокусируется, а в области распространения бesselева пучка сфокусированное излучение может интерферировать с конически сходящимися лучами, искажая поперечный профиль бesselева пучка. Необходимо отметить, что, как следует из (14), фокусное расстояние «добавочной линзы»

$$f = \frac{R}{n-1}, \quad (15)$$

и при $n \approx 1.5$ оно в несколько раз превышает размер области «геометрической тени» $z_0 + \delta \approx R/n$.

Числовая апертура линзы с радиусом R и апертурой H с учетом малого фокусного расстояния f определяется выражением

$$NA_R^2 = \frac{(n-1)^2}{2} \left\{ \sin^2 \beta \pm \sqrt{\sin^4 \beta - 4 \left[\frac{M_c^2 \lambda}{\pi R (n-1)} \right]^2} \right\}, \quad (16)$$

которое в параaxиальном приближении с учетом (12) и (15) может быть записано в виде

$$NA_R \approx \sqrt{(n-1)^2 \sin^2 \beta - 4 \left(\frac{M_c^2 \lambda}{\pi R \sin \beta} \right)^2}, \quad (17)$$

где M_c^2 – параметр качества центральной части образующего пучка, падающей на скругленную вершину аксикона. Необходимо отметить, что в большинстве случаев можно приближенно считать $M_c^2 \approx 1$. Диаметр фокусного пятна центральной части образующего пучка с учетом параметра M_c^2 есть

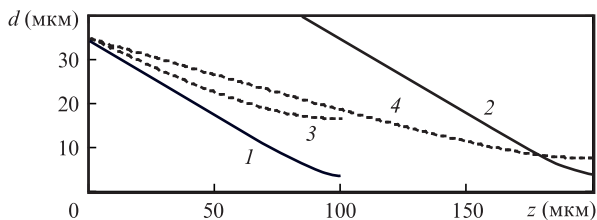


Рис.4. Рассчитанные зависимости диаметра ядра бesselового пучка от z . Параметры, использованные в расчетах: $\alpha = 140^\circ$, $R = 50$ мкм, $M^2 = 1$ (1), $\alpha = 140^\circ$, $R = 100$ мкм, $M^2 = 1$ (2), $\alpha = 140^\circ$, $R = 50$ мкм, $M^2 = 4$ (3) и $\alpha = 160^\circ$, $R = 100$ мкм, $M^2 = 1$ (4).

$$d_R \approx \frac{2M_c^2 \lambda}{\pi(n-1)\sin\beta}, \tag{18}$$

а диаметр фокусируемого пучка в зависимости от z определяется выражением

$$d_R(z) \approx 2\sqrt{\left[\frac{M_c^2 \lambda}{\pi(n-1)\sin\beta}\right]^2 + [z(n-1) - R]^2 \sin^2\beta}. \tag{19}$$

Сравнение (6) и (18) показывает, что минимальный поперечный размер пучка, фокусируемого линзой, возникающей в результате скругления вершины аксикона, с хорошей точностью соответствует поперечному размеру ядра бesselова пучка. Из этого очевидно, что в эксперименте следует ожидать сравнительно резкого визуального увеличения поперечного размера ядра бesselова пучка при приближении к скругленной вершине аксикона на расстояние менее фокусного (15). Влияние скругления вершины аксикона на увеличение диаметра ядра бesselова пучка при его распространении для различных радиусов скругления показано на рис.4. Хорошо видно, что скругление вершины аксикона может приводить к значительному увеличению видимого размера ядра бesselова пучка даже при его формировании идеальным гауссовым пучком.

4. Эксперимент

Для экспериментальной проверки выражений (5) и (19), определяющих изменение поперечного размера ядра бesselова пучка, сформированного аксиконом со скругленной до радиуса R вершиной из квазигауссова пучка с параметром качества $M^2 > 1$, был использован оптически накачиваемый поверхностно-излучающий лазер с вертикальным внешним резонатором (vertical external cavity surface-emitting laser, VECSEL) с широкой активной областью и длиной волны излучения 1040 нм [18]. В лазерной структуре была использована активная область на основе квантовых точек InGaAs и распределенные брэгговские зеркала GaAs/AlGaAs. Активный полупроводниковый элемент был закреплен на внутррезонаторном алмазном теплоотводе с медным основанием, обеспечивающим эффективный отвод тепла к держателю с водяным охлаждением. Источником накачки служил полупроводниковый лазер с волоконным выводом излучения с длиной волны 808 нм. Излучение накачки фокусировалось в пятно диаметром 120 мкм. Внешний V-образный резонатор был сформирован распределенным брэгговским зеркалом активного полупроводникового элемента, вогнутым сферическим зеркалом радиусом -75 мм и плоским входным зеркалом с

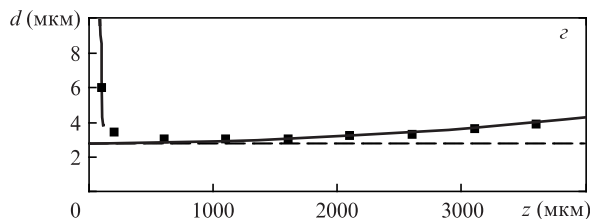
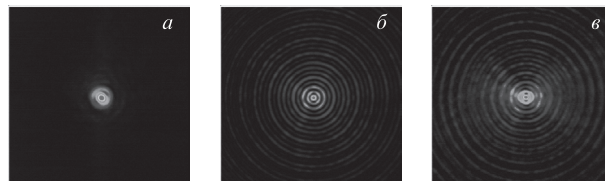


Рис.5. Поперечные распределения интенсивности бesselова пучка при апертуре образующего пучка VECSEL $\omega_0 = 60$ мкм, $M^2 = 2$ и $\alpha = 140^\circ$, полученные при удалении от вершины аксикона на расстояние $z = 100$ мкм (а), 1100 мкм (б) и 3100 мкм (в), а также зависимость диаметра ядра бesselова пучка от продольной координаты z (г). Экспериментальные значения обозначены черными квадратами. Радиус скругления вершины аксикона R при расчете принят равным 60 мкм, штриховая линия – зависимость $d(z)$ в отсутствие расходимости образующего пучка.

пропусканием 0.6%. Параметр качества выходного пучка в наших экспериментах $M^2 = 2$.

Бesselовы пучки формировались аксиконом с углом при вершине 140° ($\beta = 20^\circ$) и регистрировались при помощи телескопической проекционной системы и ПЗС-матрицы. Распределение интенсивности бesselовых пучков на различном удалении от аксикона детектировалось путем перемещения системы регистрации микропозиционером. Параметры системы регистрации были подобраны таким образом, чтобы обеспечить ширину поля зрения 100 мкм.

На рис.5,а–в представлено несколько поперечных распределений интенсивности бesselова пучка, полученных на различном удалении от вершины аксикона при апертуре образующего пучка $\omega_0 = 60$ мкм. Весьма наглядно видна тенденция к сокращению поперечного размера ядра бesselова пучка при удалении от вершины аксикона (т.е. при уменьшении влияния скругления вершины), а также его увеличения из-за расходимости образующего пучка при значительном увеличении расстояния от аксикона. На рис.5,г представлена зависимость диаметра ядра бesselова пучка от расстояния до вершины аксикона z . Видно хорошее совпадение экспериментальных данных с предсказаниями теории.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследованы особенности формирования бesselовых пучков при помощи излучения полупроводниковых лазеров с высоким параметром качества пучка M^2 . Показано, что длина распространения бesselова пучка определяется в большей степени расходимостью образующего квазигауссова пучка с высоким M^2 , чем геометрическими параметрами оптической схемы. Продемонстрировано, что скругление вершины аксикона ведет к значительному увеличению поперечного размера ядра бesselова пучка вблизи аксикона.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (соглашение №8398).

1. Durnin J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **4**, 651 (1987).
2. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф. *Изв. ВУЗов. Сер. Радиофизика*, **9**, 95 (1966).
3. McLeod J.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **44**, 592 (1954).
4. Garces-Chavez V., McGloin D., Meiville H., Sibbett W., Dholakia K. *Nature*, **419**, 145 (2002).
5. Dholakia K., Cizmar T. *Nature Photon.*, **5**, 335 (2011).
6. Соколовский Г.С., Дюделев В.В., Лосев С.Н., Золотовская С.А., Дерягин А.Г., Кучинский В.И., Рафаилов Э.У., Сиббетт В. *Письма в ЖТФ*, **34**, 75 (2008).
7. Sokolovskii G.S., Butkus M., Losev S.N., Dudelev V.V., Deryagin A.G., Kuchinskii V.I., Sibbett W., Rafailov E.U. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8242**, 82420T (2012).
8. Соколовский Г.С., Дюделев В.В., Лосев С.Н., Дерягин А.Г., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Тарасов И.С., Золотовская С.А., Рафаилов Э.У., Кучинский В.И., Сиббетт В. *Письма в ЖТФ*, **36**, 22 (2010).
9. Yanson D.A., Rafailov E.U., Sokolovskii G.S., Kuchinskii V.I., Bryce A.C., Marsh J.H., Sibbett W. *J. Appl. Phys.*, **95**, 1502 (2004).
10. Соколовский Г.С., Дюделев В.В., Лосев С.Н., Дерягин А.Г., Кучинский В.И., Сиббетт В., Рафаилов Э.У. *Письма в ЖТФ*, **38**, 8 (2012).
11. Лосев С.Н., Дюделев В.В., Дерягин А.Г., Кучинский В.И., Сиббетт В., Рафаилов Э.У., Соколовский Г.С. *В сб. тезисов 3-го Российского симпозиума «Полупроводниковые лазеры: физика и технология»* (С.-Петербург: изд-е СПбГПУ, 2012).
12. Siegman A.E. *OSA Annual Meeting* (1998).
13. ISO 11146.
14. Bin Zh., Zhu Li. *Appl. Opt.*, **37**, 2563 (1998).
15. Thaning A., Jaroszewicz Z., Friberg A.T. *Appl. Opt.*, **42**, 9 (2003).
16. Джерард А., Берч Дж.М. *Введение в матричную оптику* (М.: Мир, 1978, с. 343).
17. Sokolovskii G.S., Zolotovskaya S.A., Losev S.N., Dudelev V.V., Deryagin A.G., Kuchinskii V.I., Sibbett W., Rafailov E.U. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7919**, 79190J (2011).
18. Butkus M., Wilcox K.G., Rautiainen J., Okhotnikov O.G., Mikhlin S.S., Krestnikov I.L., Kovsh A.R., Hoffmann M., Sudmeyer T., Keller U., Rafailov E.U. *Opt. Lett.*, **34**, 1672 (2009).