

Оптический журнал

Физическая оптика
Physical optics

DOI: 10.17586/1023-5086-2023-90-11-06-16

УДК 535.015; 535.317

Формирование бесселевых световых пучков с субволновым диаметром осевого максимума для диагностики и нелинейной фотолитографии полупроводниковых материалов

Владимир Николаевич Белый¹, Светлана Николаевна Курилкина²✉, Николай Анатольевич Хило³, Петр Иосифович Ропот⁴

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларусь, Минск, Беларусь

¹v.belyi@ifanbel.bas-net.by <https://orcid.org/0000-0002-7543-3682>

²s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by <https://orcid.org/0000-0002-1866-4791>

³n.khilo@dragon.bas-net.by <https://orcid.org/0000-0001-5550-1708>

⁴p.ropot@ifanbel.bas-net.by <https://orcid.org/0009-0005-6132-8952>

Аннотация

Предмет исследования. Схемные решения оптических систем для формирования векторных бесселевых световых пучков с субволновым диаметром осевого максимума. **Цель работы.** Разработка оптических схем формирования бесселевых световых пучков с большой числовой апертурой на основе использования комбинации рефрактивных и отражательных конических оптических элементов и определение способов применения векторных бесселевых световых пучков нулевого и высших порядков для формирования трехмерных цилиндрических и трубчатых микроструктур в приповерхностных областях твердых тел (в частности в кремнии). **Метод.** В настоящей работе для решения этой задачи предлагается применять схемы на основе отражательных конических оптических элементов. Первая из них — на основе комбинации рефрактивных и отражательных конических элементов, вторая — подобная первой, но для исключения зависимости потерь на отражение от поляризации, а также для достижения более высокого значения числовой апертуры в ней используется дополнительный оптический элемент в виде усеченного конуса. **Основные результаты.** Предложены два типа оптических схем, позволяющих формировать векторные бесселевые пучки нулевого и высших порядков. Показано, что особенностями данных пучков являются большая числовая апертура и высокое отношение длины области бездифракционности к диаметру основного максимума бесселевого пучка. Это достигается за счет включения в оптические схемы отражательных конических элементов. Проанализировано влияние состояния поляризации векторных бесселевых световых пучков на поперечный профиль формируемого поля. Получены аналитические выражения для радиального распределения интенсивности векторных бесселевых пучков ТН- и ТЕ- поляризаций (и двух их суперпозиций), в которых обеспечивается субволновый размер осевого максимума. Выявлены условия формирования трехмерных микроструктур в приповерхностных областях полупроводниковых пластин с помощью векторных бесселевых световых пучков. Показано, что при воздействии ТЕ-поляризованного бесселева пучка вследствие процессов нелинейной фотолитографии в полупроводниковой пластине возможно формирование трубчатых структур, в то время как при воздействии ТН-поляризованного, а также суперпозиции ТЕ- и ТН- поляризованных бесселевых пучков оказывается возможной реализация как трубчатых, так и цилиндрических микроструктур. При этом за счет варьирования угла конуса имеется возможность управления типом формируемой микроструктурой и их размером.

Практическая значимость. Показана перспективность предложенных формирователей векторных бесселевых световых пучков для применений в оптической микроскопии субмикрометрового разрешения и нелинейной фотолитографии в полупроводниках.

Ключевые слова: бесселевые световые пучки, аксион, отражательная оптика, векторные пучки, поляризация

Благодарность: исследования проведены при финансовой поддержке БФФИ в рамках научного проекта № Ф22ТУРЦ–003.

Ссылка для цитирования: Белый В.Н., Курилкина С.Н., Хило Н.А., Ропот П.И. Формирование бесселевых световых пучков с субволновым диаметром осевого максимума для диагностики и нелинейной фотолитографии полупроводниковых материалов // Оптический журнал. 2023. Т. 90. № 11. С. 6–16. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2023-90-11-06-16>

Коды OCIS: 140.0140, 230.0230, 240.0240

Formation of Bessel light beams with subwavelength diameter of axial maximum for diagnostics and nonlinear photolithography of semiconductor materials

VLADIMIR N. BELYI¹, SVETLANA N. KURILKINA²✉, NIKOLAI A. KHILO³, PETR I. ROPOT⁴

B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

¹v.belyi@ifanbel.bas-net.by <https://orcid.org/0000-0002-7543-3682>

²s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by <https://orcid.org/0000-0002-1866-4791>

³n.khilo@dragon.bas-net.by <https://orcid.org/0000-0001-5550-1708>

⁴p.ropot@ifanbel.bas-net.by <https://orcid.org/0009-0005-6132-8952>

Abstract

Subject of study. Schematic solutions of optical systems for forming vector Bessel light beams with a subwavelength diameter of axial maximum. The **aims of the study** are development of optical schemes for Bessel light beams formation with a large numerical aperture based on a combination of refractive and reflective conical optical elements, and determination of application methods for zero and higher order vector Bessel light beams to form 3D sub-surface cylindrical and tubular microstructures in solids (particularly, silicon). **Method.** In this paper, to solve this problem, it is proposed to use schemes based on reflective conical optical elements. The first of them is based on a combination of refractive and reflective conical elements, the second is similar to the first, but to eliminate the dependence of reflection losses on polarization, and also to achieve a higher value of the numerical aperture, it uses an additional optical element in the form of a truncated cone. **Main results.** Two types of optical schemes are proposed for forming zero and higher order vector beams. They distinguish with a large numeric aperture and a high ratio of the diffraction-free region length to the Bessel light beam main maximum diameter. This is due to reflective optical elements in the optical schemes. The influence of vector Bessel light beams polarization on the field profile is analyzed. Analytical expressions are derived for intensity radial distribution of TH- and TE- polarized vector Bessel beams (and their superpositions), which provide the sub-wavelength size of the axial maximum. Conditions of 3D sub-surface microstructures formation in semiconductor plates are studied. It is shown that by means of nonlinear photolithography process, TE-polarized Bessel beam can form tubular structures in a semiconductor plate, while TH-polarized Bessel beams, as well as TE-TH-superposition are able to create tubular and also cylindrical microstructures. The microstructure type and its size can be controlled by varying the cone angle. **Practical significance.** The proposed vector Bessel light beam optical shapers is promising in submicron optical microscopy and nonlinear photolithography in semiconductors.

Keywords: Bessel light beam, axicon, reflective optics, vector beams, polarization

Acknowledgment: the research was carried out with the financial support of the Belarusian Foundation for Basic Research within the framework of the scientific project № Ф22ТУРЦ-003.

For citation: Belyi V.N., Kurilkina S.N., Khilo N.A., Ropot P.I. Formation of Bessel light beams with subwavelength diameter of axial maximum for diagnostics and nonlinear photolithography of semiconductor materials [in Russian] // Opticheskii Zhurnal. 2023. V. 90. № 11. P. 6–16. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2023-90-11-06-16>

OCIS codes: 140.0140, 230.0230, 240.0240

ВВЕДЕНИЕ

Бесселевы световые пучки (БСП) [1, 2] находят различные применения в лазерных технологиях, биологии и медицине, для манипуляции микрочастицами, в нелинейной оптике и др. (см. обзоры [3–5]). При этом, как правило, используется основное свойство БСП, а именно подавленная дифракционная расходимость, отличающая эти пучки от пучков гауссова типа.

Экспериментально БСП чаще всего получают с помощью аксионов, пространственных модуляторов света (ПМС) и кольцевых диафрагм [6–8]. Наиболее широко применяется первый из перечисленных способов, так как рефрактивные аксионы относительно недороги и широко доступны. Как известно, конические поверхности отклоняют гауссов пучок на угол γ_0 , формируя за аксионом многокольцевое интерференционное поле с попречным распределением амплитуды, описываемым бесселевыми функциями (БФ) вида $a(r) \sim J_m(NAk_0r)$, где J_m — БФ m -го порядка, k_0 — волновое число, $NA = ns\sin\gamma_0$ — числовая апертура, n — показатель преломления, r — радиальная координата. Поперечное распределение интенсивности БСП нулевого порядка, когда $m = 0$, характеризуется ярко выраженным осевым максимумом, ширина которого обратно пропорциональна числовой апертуре. При $m \neq 0$ интенсивность распределяется в форме трубы малого диаметра. По этой причине разработка систем формирования БСП с большой числовой апертурой является важной и актуальной задачей для ряда применений.

Основным применением БСП является оптическая микроскопия, в первую очередь ориентированная на исследование сложных поверхностей, различных микро- иnanoструктур, а также метаматериалов [9–11]. Использование здесь БСП с большой числовой апертурой позволяет повысить про-

странственное разрешение, а также глубину фокусировки, что особенно существенно для томографии. В контексте применения БСП в микроскопии важно отметить хорошо известный оптический элемент (ОЭ) — флуоресцентный объектив с полным внутренним отражением (TIRF-объектив). Этот объектив имеет большую числовую апертуру (до 1,7) и может функционировать также в режиме генерации БСП, для этого входное поле должно иметь кольцевой профиль (см., например [12, 13]).

В последнее время появилось еще одно перспективное применение БСП с большой числовой апертурой. Оно связано с созданием интегральных устройств, совмещающих фотонные и электронные компоненты в полупроводниковых материалах, в первую очередь в кремнии [14, 15]. Одно из ограничений указанной интеграции связано с недостаточностью площади поверхности полупроводника для размещения на ней всех необходимых элементов. Поэтому важно иметь возможность формирования ОЭ внутри полупроводника, не повреждая при этом его поверхность. В работе [14] предложено фокусировать внутрь кремния гауссов пучок с длиной волны 1,55 мкм, который за счет двухфотонного поглощения запускает два механизма нелинейного изменения показателя преломления — тепловой и электронный. При оптимальном выборе параметров записывающего лазерного пучка указанные нелинейности приводят к самофокусировке светового поля и формированию стационарных структур. В целом, описанный процесс относится к технологии нелинейной фотолитографии. Важнейшим параметром формируемых структур является отношение их длины к диаметру (далее *aspect ratio*). Отсюда непосредственно следует важность перехода к БСП, что позволяет увеличить *aspect ratio* как вследствие малого диаметра структур, так и их большой длины. В работе [15] такой переход был сделан и подтверждена его перспективность. Однако

в этой работе для генерации БСП применялся ПМС, что ограничивало угол конуса γ_0 генерируемого пучка несколькими градусами.

Из приведенных примеров из области микроскопии и нелинейной фотолитографии твердых тел следует, что разработка оптических схем формирования БСП с большой числовой апертурой является актуальной и важной задачей.

Отметим, что решение проблемы повышения разрешающей способности позволяет получить так называемые эванесцентные БСП, т.е. бесселевы пучки, существующие в оптически менее плотной среде в условиях полного внутреннего отражения [16]. Их детальная теория и примеры практического применения представлены в работах [17–20]. Однако эванесцентные БСП экспоненциально затухают при удалении от поверхности, что является недостатком в случаях, когда необходимо удлинить бездифракционный фокус, т.е. формировать световые структуры с большим значением *aspect ratio*.

В настоящей работе для решения этой задачи предлагается применять схемы на основе отражательных конических ОЭ. Важно, что числовая апертура формируемых такими схемами БСП может достигать теоретических пределов, в отличие от схем на основе преломляющих аксионов или ПМС. Кроме того, предлагаемые схемы, в отличие от TIRF-объективов

могут иметь и достаточно большой рабочий отрезок. Это значительно облегчает задачу сканирования полупроводниковых пластин, что важно для записи микроструктур на больших площадях.

Таким образом, целью настоящей работы является разработка оптических схем формирования БСП с большой числовой апертурой на основе использования комбинации рефрактивных и отражательных конических ОЭ и выявление условий применения векторных БСП 0-го и высших порядков для формирования трехмерных цилиндрических и трубчатых микроструктур в приповерхностных областях твердых тел (в частности в кремнии).

ДВЕ ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ФОРМИРОВАТЕЛЕЙ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С БОЛЬШОЙ ЧИСЛОВОЙ АПЕРТУРОЙ

Первая оптическая схема формирования БСП с большой числовой апертурой на основе комбинации рефрактивных и отражательных конических элементов представлена на рис. 1. Для уменьшения деструктивного влияния вершины рефрактивного аксиона (возникновения осцилляций интенсивности при падении на него гауссова пучка малого диаметра [21]) в оптическую схему введен коллиматор, за которым располагается фокусирующая

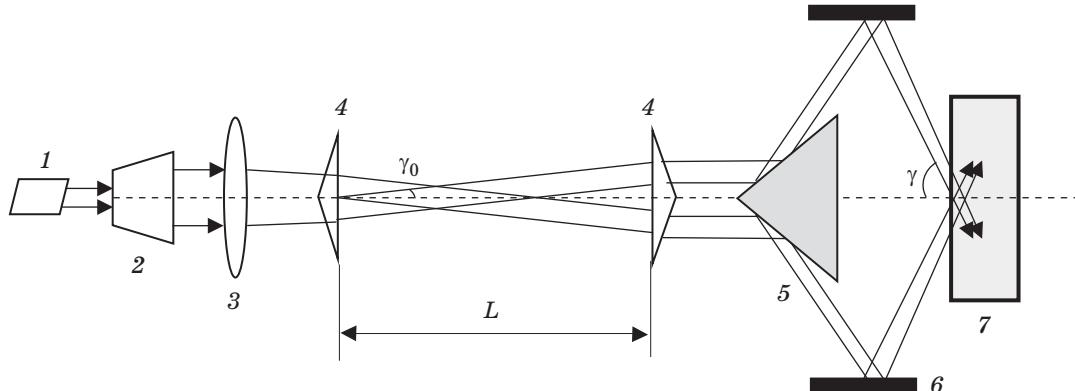


Рис. 1. Оптическая схема формирователя БСП с субволновым диаметром осевого максимума. 1 — лазер, 2 — коллиматор, 3 — линза, 4 — рефрактивные аксионы, 5 — отражательный аксион, 6 — коническое зеркало, 7 — тестируемая поверхность. γ_0 — угол конуса БСП, формируемого первым аксионом, γ — угол конуса БСП, падающего на тестируемую пластинку, L — расстояние между аксионами 4

Fig. 1. Optical scheme for forming Bessel light beams with sub-wavelength diameter of axial maximum. (1) Laser, (2) collimator, (3) lens, (4) refractive axicons, (5) reflective axicon, (6) cone mirror, (7) test surface. Here, γ_0 is the cone angle of Bessel light beam behind the first axicon, γ is the cone angle of Bessel light beam falling on the test surface, L is the distance between axicons 4

линза с небольшой числовой апертурой (порядка 0,1) и фокусным расстоянием, приблизительно равным оптической длине пути световых лучей на участке линза — тестируемая пластина (в этом случае световой пучок на поверхности пластины будет иметь минимальный диаметр и, следовательно, максимальную интенсивность). Возможен второй вариант расположения линзы — после второго (отражательного) аксиона. Однако в этом случае фокальная плоскость линзы располагается ближе к поверхности тестируемой пластины и, соответственно, необходимо исключить искажающее влияние aberrаций, возрастающих при короткофокусной фокусировке указанной линзой, а также возможный пробой материала тестируемой пластины кольцевым пучком.

Для достижения большого угла падения на пластину, т.е. высокой числовой апертуры формирователя, гауссов пучок сначала преобразуется в трубчатое поле, для этого предназначены два преломляющих аксиона (рис. 1). Расстояние между ними $L > D/2\tan\gamma_0$, где D — диаметр гауссова пучка, падающего на первый аксион. При этом продольное перемещение второго преломляющего аксиона позволяет изменять диаметр кольцевого поля на поверхности отражательного аксиона и, следовательно, перемещать формируемый бесселев пучок внутри пластины. Трубчатое поле за вторым аксионом трансформируется далее в конический расходящийся пучок

отражательным аксионом, который может быть изготовлен методом алмазного точения. Данная технология обеспечивает малую погрешность ОЭ на длинах волн в ближней инфракрасной области, в частности, на рассматриваемой здесь длине волны 1,55 мкм.

На последнем этапе расходящийся конический пучок преобразуется цилиндрическим зеркалом с отражающей внутренней поверхностью в сходящийся конический пучок. На поверхности пластины или, при необходимости, внутри нее сходящийся конический пучок трансформируется в бесселев пучок с углом конуса γ . Отметим, что угол падения световых лучей на тестируемую пластину (угол конуса БСП) важно выбирать примерно равным углу Брюстера, что уменьшает потери на отражение. Если тестируемый объект является полупроводником, например кремнием, то его угол Брюстера на длине волны 1,55 мкм составляет 74° , числовая апертура — 0,96.

Использование геометрии, обеспечивающей угол падения, равный углу Брюстера, оптимален для ТН-поляризованного излучения. Однако в случае ТЕ-поляризованного БСП потери на отражение не устраняются предложенным способом вследствие отсутствия для такой поляризации угла Брюстера. Поэтому если поляризация падающего конического пучка содержит обе компоненты, оптическая схема должна быть изменена. Предлагаемый вариант такой схемы приведен на рис. 2.

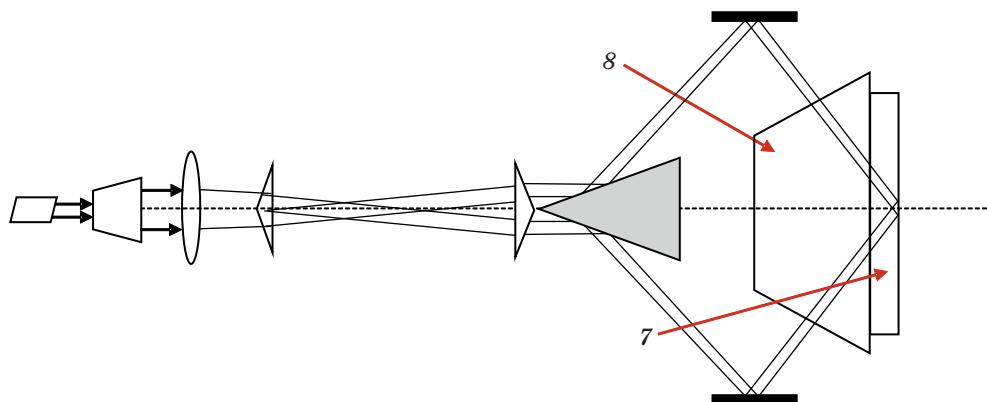


Рис. 2. Оптическая схема формирователя бесселевых световых пучков с субволновым диаметром осевого максимума и малыми потерями на отражение. 7 — тестируемая пластина, 8 — усеченный конус из того же материала, что и тестируемая пластина

Fig. 2. Optical scheme for forming Bessel light beams with sub-wavelength diameter of axial maximum and small reflective losses. Here, (7) is the test plate, (8) is truncated cone of the same material as the test plate

Здесь ОЭ (кроме элемента 8) такие же, как в схеме на рис. 1. Однако для исключения зависимости потерь на отражение от поляризации, а также для достижения более высокого значения числовой апертуры используется дополнительный ОЭ в виде усеченного конуса, изготовленного из того же материала, что и тестируемая пластина. Световое поле вводится через его боковую поверхность при нормальном падении, что исключает поляризационную анизотропию френелевских потерь. Кроме того, устраняется френелевское отражение на границе усеченного конуса — тестируемая пластина. Для дальнейшего снижения потерь на отражение можно использовать антиотражающее покрытие боковой поверхности усеченного конуса.

Важно отметить особенность второй схемы, состоящую в том, что коническое поле здесь распространяется внутри тестируемой пластины, а бесселев пучок формируется вблизи ее задней поверхности. Это создает возможность получения дополнительной информации о состоянии не только этой поверхности, но и приповерхностной области пластины. Достоинством данной схемы является ее высокая числовая апертура, обусловленная тем, что поперечное волновое число БСП здесь определяется выражением $q = (2\pi/\lambda)ns\sin\gamma$, где n — показатель преломления тестируемой пластины, λ — длина волны излучения. В случае, например, кремниевых пластин возрастание числовой апертуры очень большое вследствие высокого значения показателя преломления кремния ($n_{\text{Si}} = 3,48$ на длине волны 1,55 мкм). Еще одним достоинством схем на рис. 1 и 2 является возможность увеличения в них расстояния между непосредственно излучателем и тестируемой поверхностью (рабочий отрезок). Увеличение рабочего отрезка формирователя позволяет, как отмечено во Введении, безопасно осуществлять сканирование исследуемой области в поперечной плоскости.

Отметим, наконец, еще одну отличительную особенность схем 1, 2, состоящую в том, что с их помощью формируются не эванесцентные, а распространяющиеся векторные бесселевы пучки, что увеличивает глубину фокусировки формирователя.

Таким образом, оптические схемы, описанные выше, позволяют формировать БСП с высокой числовой апертурой и, соответственно,

высоким пространственным разрешением, что открывает новые возможности реализации различных систем оптической микроскопии, томографии и др.

ВЕКТОРНЫЕ БЕССЕЛЕВЫ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ ТН- И ТЕ- ПОЛЯРИЗАЦИЙ И ИХ СУПЕРПОЗИЦИИ

Отметим, что общий термин «векторные» относится к световым полям, у которых сопоставим вклад в мощность поперечных и продольной компонент вектора электрической напряженности. При этом важно, что бесселевы пучки так же, как и их линейные суперпозиции, в отличие от гауссовых пучков, являются строгими решениями уравнений Максвелла при любых значениях числовой апертуры или угла конуса.

В таблице представлены компоненты векторов электрической и магнитной напряженностей ТН- и ТЕ- поляризованных БСП в цилиндрической системе координат с осью z , ортогональной тестируемой поверхности (см. например [22]). По причине сохранения пространственной структуры этих полей в процессе распространения приведенные БСП называются также бесселевыми модами. Задача далее состоит в выборе модовых индексов m из приведенных ТН- и ТЕ- мод (и их суперпозиций), для которых обеспечивается субволновой размер осевого максимума.

Как будет показано ниже, представляют практический интерес следующие суперпозиции ТЕ- и ТН- поляризованных БСП:

$$\mathbf{E}_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{E}^{\text{TE}} \pm \frac{k_0 n}{k_z} \mathbf{E}^{\text{TH}} \right). \quad (1)$$

Здесь \mathbf{E}_{\pm} — вектор электрической напряженности (+) или (-) моды, (+) мода в правой части выражения (1) соответствует верхний, а (-) мода — нижний знак; k_z — продольное волновое число, k_0 — волновое число. Для мод (+) и (-) $m = 1$ и $m = -1$ соответственно, из формулы (1) и таблицы получим

$$\mathbf{E}_{\pm} = \frac{i}{2} \left(J_0(qr) \mathbf{e}_{\pm} - \frac{2iqJ_1(qr)}{k_z} \mathbf{e}_z \exp(i\phi) \right), \quad (2)$$

$$I_{\pm}(r) = \frac{1}{2} J_0^2(qr) + \left(\frac{q}{k_z} \right)^2 J_1^2(qr) q,$$

Радиальная (r), азимутальная (φ) и продольная (z) компоненты векторов электрической \mathbf{E} и магнитной \mathbf{H} напряженностей бесселевых пучков ТЕ- и ТН- поляризаций m -го порядка
Radial (r), azimuthal (φ) and longitudinal (z) components of electric \mathbf{E} and magnetic \mathbf{H} vectors of TE- and TH- polarized Bessel beams of m th order

ТЕ-поляризованный БСП	ТН-поляризованный БСП
$\mathbf{E}_r^{\text{TE}} = \frac{i}{2} (J_{m+1}(qr) + J_{m-1}(qr)) \exp(im\varphi)$	$\mathbf{E}_r^{\text{TH}} = \frac{ik_z}{2k_0n} (J_{m-1}(qr) - J_{m+1}(qr)) \exp(im\varphi)$
$\mathbf{E}_\varphi^{\text{TE}} = \frac{-1}{2} (J_{m-1}(qr) - J_{m+1}(qr)) \exp(im\varphi)$	$\mathbf{E}_\varphi^{\text{TH}} = -\frac{k_z}{2k_0n} (J_{m+1}(qr) + J_{m-1}(qr)) \exp(im\varphi)$
$\mathbf{E}_z^{\text{TE}} = 0$	$\mathbf{E}_z^{\text{TH}} = \frac{q}{k_0n} J_m(qr) \exp(im\varphi)$
$\mathbf{H}_r^{\text{TE}} = \frac{k_z}{2k_0} (J_{m-1}(qr) - J_{m+1}(qr)) \exp(im\varphi)$	$\mathbf{H}_r^{\text{TH}} = \frac{n}{2} (J_{m+1}(qr) + J_{m-1}(qr)) \exp(im\varphi)$
$\mathbf{H}_\varphi^{\text{TE}} = \frac{ik_z}{2k_0} (J_{m+1}(qr) + J_{m-1}(qr)) \exp(im\varphi)$	$\mathbf{H}_\varphi^{\text{TH}} = \frac{in}{2} (J_{m-1}(qr) - J_{m+1}(qr)) \exp(im\varphi)$
$\mathbf{H}_z^{\text{TE}} = -iqJ_m(qr) \exp(im\varphi)$	$\mathbf{H}_z^{\text{TH}} = 0$

где $\mathbf{e}_\pm = \mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y$ — орты циркулярной поляризации в декартовых координатах, $q/k_z = \operatorname{tg}\gamma$, J_0, J_1 — функции Бесселя 0-го и 1-го порядков соответственно, r и φ — радиальная и азимутальная координаты в цилиндрической системе координат, I_\pm — интенсивность (\pm) моды.

Как видно из второй формулы (2), в выражение для интенсивности входят два слагаемых, включающих функции Бесселя 0-го и 1-го порядков, что обуславливает возможность существенного изменения поперечного распределения интенсивности при варьировании угла конуса и, следовательно, поперечного волнового числа.

Кроме того, представляет интерес случай $m = 0$. Из таблицы следует, что тогда

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{TE}} &= J_1(qr) \mathbf{e}_\varphi, \\ \mathbf{E}^{\text{TH}} &= -\frac{ik_z J_1(qr)}{k_0 n} \mathbf{e}_r + \frac{q J_0(qr)}{k_0 n} \mathbf{e}_z, \\ \mathbf{E}_\pm &= \frac{i}{2} \left(\mp J_1(qr) \exp(\mp i\varphi) \mathbf{e}_\pm \pm \frac{2q J_0(qr)}{k_z} \mathbf{e}_z \right). \end{aligned} \quad (3)$$

При выводе формулы для \mathbf{E}_\pm использованы известные соотношения $\mathbf{e}_r + i\mathbf{e}_\varphi = \mathbf{e}_+ \exp(-i\varphi)$, $\mathbf{e}_r - i\mathbf{e}_\varphi = \mathbf{e}_- \exp(i\varphi)$.

С учетом формул (3) для интенсивности получаем

$$I^{\text{TE}}(r) = J_1^2(qr), \quad (4)$$

$$I^{\text{TH}}(r) = \left(\frac{k_z}{k_0 n} \right)^2 J_1^2(qr) + \left(\frac{q}{k_0 n} \right)^2 J_0^2(qr), \quad (5)$$

$$I_\pm(r) = \frac{1}{2} J_1^2(qr) + \left(\frac{q}{k_z} \right)^2 J_0^2(qr). \quad (6)$$

Из выражения (4) видно, что поперечный профиль интенсивности ТЕ-поляризованного пучка определяется только функцией Бесселя 1-го порядка. В то же время, как следует из соотношений (5), (6), профиль интенсивности ТН-поляризованного БСП и бесселевых пучков типа (\pm) определяется бесселевыми функциями 1-го и 0-го порядков. Это также открывает возможность управления поперечным распределением поля за счет варьирования угла конуса.

ПОПЕРЕЧНЫЕ ПРОФИЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ВЕКТОРНЫХ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И ФОРМИРУЕМЫХ МИКРОСТРУКТУР

Как отмечено во Введении, большой интерес вызывают исследования возможностей лазерной

модификации приповерхностных областей полупроводников (в частности кремния) с формированием субмикрометровых структур [14, 15, 23]. В этом случае фотоиндуцированное изменение показателя преломления $\Delta n(r)$ полупроводника вызвано нелинейным процессом двухфотонного поглощения, вероятность которого пропорциональна квадрату интенсивности возбуждающего светового пучка. На

рис. 3 представлены результаты расчета зависимости от безразмерного параметра r/λ значения квадрата интенсивности БСП, нормированного на свое максимальное значение.

Расчет проведен для трех углов конуса — 10, 40 и 74°. Применительно к схеме на рис. 2 этим углам соответствуют $NA = 0,6, 2,2$ и $3,3$.

Из графиков видно, что использование векторных БСП низших порядков ($m = 0$ и $m = \pm 1$)

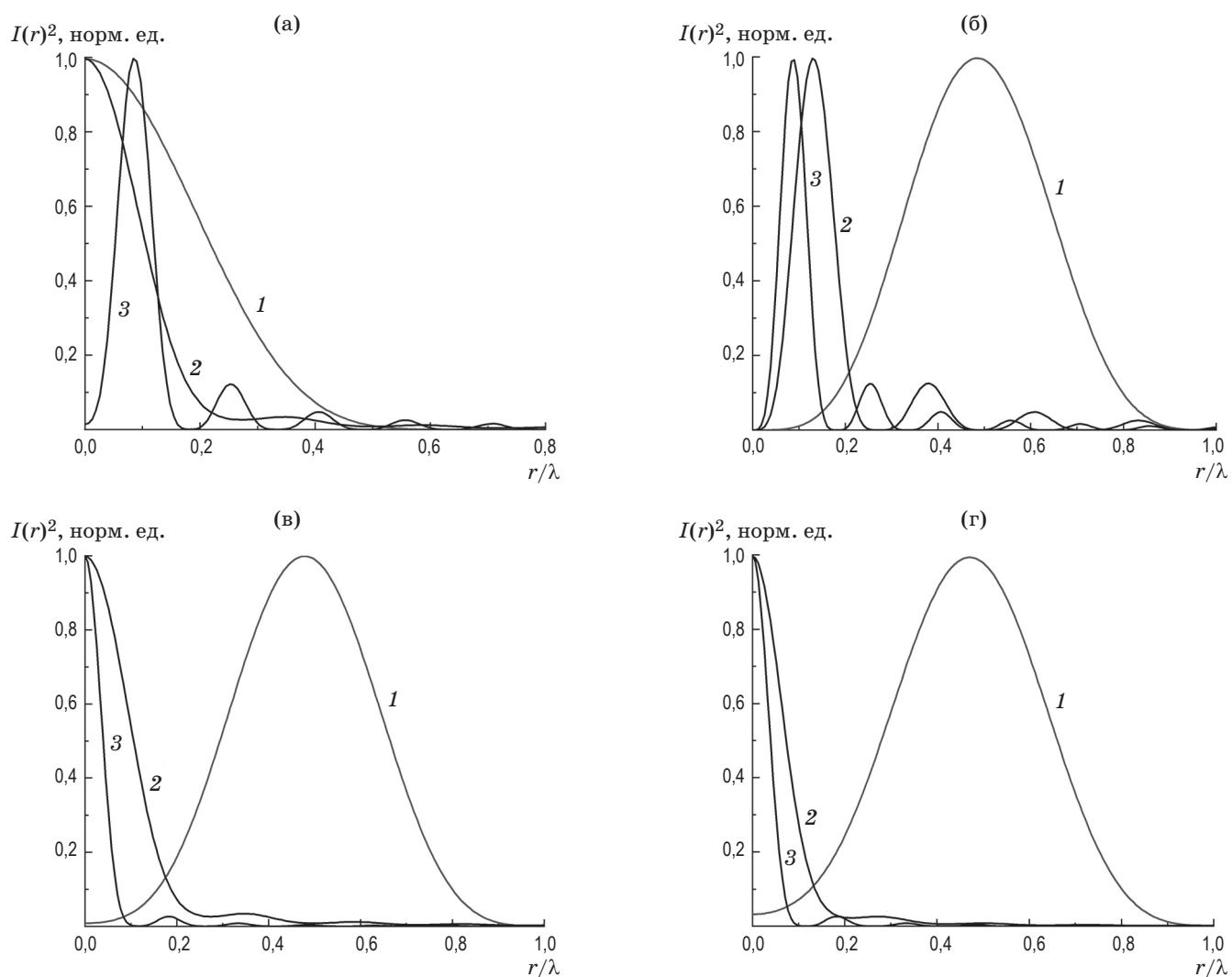


Рис. 3. Нормированные радиальные профили квадрата интенсивности световых пучков, описывающие пространственное распределение изменения показателя преломления $\Delta n(r)$, фотоиндуцированного в кремнии, в случаях вихревых ($m = 1$) бесселевых пучков (а), описываемых формулой (2), ТЕ-поляризованного бесселева пучка ($m = 0$) (б), описываемого формулой (4), ТН-поляризованного бесселева пучка ($m = 0$) (в), описываемого формулой (5), суперпозиции бесселевых пучков типа (\pm) (г), описываемых формулой (6). $\gamma = 10^\circ$ (1), $\gamma = 40^\circ$ (2), $\gamma = 74^\circ$ (3)

Fig. 3. Normalized intensity-squared radial profiles of the light beams describing spatial distribution of the change in refractive index $\Delta n(r)$, photoinduced in silicon, for the following cases: (a) vortex Bessel beam ($m = 1$) described by formula (2), (b) TE-polarized Bessel beam ($m = 0$) described by formula (4), (c) TH-polarized Bessel beam ($m = 0$) described by formula (5), (g) superposition of Bessel beams of (\pm) type described by formula (6). Here, (1) $\gamma = 10^\circ$, (2) $\gamma = 40^\circ$, (3) $\gamma = 74^\circ$

позволяет реализовать два типа трехмерных микроструктур в кремнии — трубчатые и цилиндрические. Первые получаются в процессе нелинейной фотолитографии с участием БСП 1-го порядка, вторые — при участии БСП 0-го порядка. Разрешающая способность при этом регулируется изменением угла конуса БСП γ . Следует отметить, что формирование БСП 1-го порядка возможно также при введении в схемы, представленные на рис. 1, 2, пластинки из двуосного кристалла, позволяющей преобразовать БСП 0-го порядка в бесселев пучок 1-го порядка [24].

Отметим, что при варьировании γ изменяется не только диаметр формируемого цилиндра или кольца, но и тип структуры (рис. 3а, в, г). Так, например, при увеличении γ распределение интенсивности вблизи оси пучка эволюционирует из цилиндрического в кольцевое (рис. 3а) или наоборот (рис. 3в, г). Физически это связано с изменением относительного вклада в интенсивность поперечной и продольной компонент поля при изменении угла конуса.

Из рис. 3в, г также видно, что в случае угла конуса, равного углу Брюстера для кремния ($\gamma = 74^\circ$), полуширина осевого максимума по уровню $1/e^2$ составляет $0,065\lambda$. Тогда значение *aspect ratio* для БСП с длиной области бездифракционности 50 мкм достигает примерно 250.

Трубчатые распределения на рис. 3а, б при $\gamma = 74^\circ$ примерно совпадают, и при этом радиусы внешней и внутренней поверхностей трубки по уровню $1/e^2$ равны соответственно $0,143\lambda$ и $0,034\lambda$.

Таким образом, использование векторных БСП для реализации нелинейной фотолитографии улучшает основные параметры формируемых субмикрометровых структурных элементов (цилиндрических и трубчатых), такие как поперечный размер и отношение длины к диаметру и, следовательно, расширяет возможности построения более сложных фотонных структур в объеме полупроводника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены и исследованы оптические схемы формирователей векторных БСП с большой числовой апертурой на основе использования комбинации рефрактивных и отражательных конических ОЭ. Показано, что числовая апер-

тура формируемых такими схемами БСП может достигать теоретических пределов в отличие от схем на основе преломляющих аксионов или ПМС. Кроме того, предлагаемые схемы, в отличие от TIRF-объективов, могут иметь и достаточно большой рабочий отрезок, что облегчает их практическое использование.

Показано, что особенностями данных пучков наряду с большой числовой апертурой являются субволновой диаметр осевого максимума и высокое отношение длины области бездифракционности к диаметру основного максимума БСП.

Получены аналитические выражения для радиального распределения интенсивности бесселевых пучков ТН- и ТЕ- поляризаций (и двух их суперпозиций), для которых обеспечивается субволновый размер осевого максимума. Проведен численный расчет зависимости поперечного профиля квадрата интенсивности БСП от угла конуса. Проанализировано влияние состояния поляризации векторных БСП на поперечный профиль формируемого поля. Показано, что поперечный профиль интенсивности ТЕ-поляризованного пучка определяется функцией Бесселя 1-го порядка. В то же время, профиль интенсивности ТН-поляризованного БСП и суперпозиции БСП определяется бесселевыми функциями 1-го и 0-го порядков. Это создает возможность управления поперечным распределением поля за счет варьирования угла конуса.

Исследованы возможности применения векторных БСП для диагностики поверхностей и формирования трехмерных микроструктур в приповерхностных областях твердых тел. Установлено, что использование векторных БСП низших порядков ($m = 0$ и $m = \pm 1$) позволяет реализовать два типа трехмерных микроструктур в кремнии — трубчатых и цилиндрических. Показано, что при воздействии ТЕ-поляризованного бесселевого пучка в полупроводниковой пластине посредством нелинейной фотолитографии возможно формирование трубчатых структур, в то время как при воздействии ТН-поляризованного, а также суперпозиции ТЕ- и ТН- поляризованных БСП оказывается возможной реализация как трубчатых, так и цилиндрических микроструктур. При этом за счет варьирования угла конуса имеется возможность

управления типом формируемых микроструктур и их размером.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности предложенных формиро-

вателей векторных БСП для применений в оптической микроскопии субмикрометрового разрешения и нелинейной фотолитографии в полупроводниках.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Durnin J., Miceli J.J.Jr., Eberly J.H. Diffraction free beams // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1499–1501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1499>
2. McGloin D., Dholakia K. Bessel beams: Diffraction in a new light // Contemporary Phys. 2005. V. 46. № 1. P. 15–28. <https://doi.org/10.1080/0010751042000275259>
3. Duocastella M., Arnold C.B. Bessel and annular beams for materials processing // Laser Photonics Rev. 2012. V. 6. № 5. P. 1–15. <https://doi.org/10.1002/lpor.201100031>
4. Khonina S.N., Kazanskiy N.L., Karpeev S.V., et al. Bessel beam: Significance and applications // A Progressive Rev. Micromachines. 2020. V. 11. № 11. P. 997. <https://doi.org/10.3390/mi11110997>
5. Ren Y.-X., He H., Tang H., et al. Non-diffracting light wave: Fundamentals and biomedical applications // Front. Phys. 2021. V. 9. P. 698343. <https://doi.org/10.3389/fphy.2021.698343>
6. McLeod J. H. The axicon: A new type of optical element // JOSA. 1954. V. 44. № 8. P. 592–597. <https://doi.org/10.1364/JOSA.44.000592>
7. Chatrapiban N., Rogers E.A., Cofield D., et al. Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator // Opt. Lett. 2003. V. 28. № 22. P. 2183–2185. <https://doi.org/10.1364/OL.28.002183>
8. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. Comparison of Bessel and Gaussian beams // Opt. Lett. 1988. V. 13. № 2. P. 79–80. <https://doi.org/10.1364/OL.13.000079>
9. Snoeyink C. Imaging performance of Bessel beam microscopy // Opt. Lett. 2013. V. 38. № 14. P. 2550–2553. <https://doi.org/10.1364/OL.38.002550>
10. Thibon L., Lorenzo L.E., Piché M., et al. Resolution enhancement in confocal microscopy using Bessel–Gauss beams // Opt. Exp. 2017. V. 25. № 3. P. 2162–2177. <https://doi.org/10.1364/OE.25.002162>
11. Mazloumi M., Dawson E., Sabat R.G. Hierarchical concentric surface patterns and metasurfaces on azobenzene molecular glass films using axicon interference lithography // Opt. Mater. 2023. V. 136. P. 113428. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2022.113428>
12. Leutenegger M., Ringemann C., Lasser T., et al. Fluorescence correlation spectroscopy with a total internal reflection fluorescence STED microscope (TIRF-STED-FCS) // Opt. Exp. 2012. V. 20. P. 5243–5263. <https://doi.org/10.1364/OE.20.005243>
13. Schreiber B., Elsayad K., Heinze K.G. Axicon-based Bessel beams for flat-field illumination in total internal reflection fluorescence microscopy // Opt. Lett. 2017. V. 42. P. 3880–3883. <https://doi.org/10.1364/OL.42.003880>
14. Tokel O., Turnali A., Makey G., et al. In-chip microstructures and photonic devices fabricated by nonlinear laser lithography deep inside silicon // Nat. Phot. 2017. V. 11. P. 639–645. <https://doi.org/10.1038/s41566-017-0004-4>
15. Turnali A., Ishraq A., Makey G., et al. Spatial-control of laser-written in-chip si structures with Bessel beams // Conf. Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics. (CLEO/Europe-EQEC). June 23–27, 2019. <https://doi.org/10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8873401>
16. Rushin S., Leizer A. Evanescent Bessel beams // JOSA. 1998. V. A15. P. 1139–1143. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.15.001139>
17. Kurilkina S.N., Belyi V.N., Kazak N.S. Features of evanescent Bessel light beams formed in structures containing a dielectric layer // Opt. Comm. 2010. V. 283. P. 3860–3868. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2010.05.076>
18. Muhamma K Al-Muhamma, Kurilkina S.N., Belyi V.N., et al. Energy flow patterns in an optical field formed by a superposition of evanescent Bessel light beams // J. Opt. 2011. V. 13. P. 105703. <https://doi.org/10.1088/2040-8978/13/10/105703>
19. Rui G., Wang X., Cui Y. Manipulation of metallic nanoparticle with evanescent vortex Bessel beam // Opt. Exp. 2015. V. 23. № 20. P. 25707–25716. <https://doi.org/10.1364/OE.23.025707>
20. Grosjean T., Courjon D., Van Labeke D. Bessel beams as virtual tips for near-field optics // J. Microscopy. 2003. V. 210. № 3. P. 319–323. <https://doi.org/10.1046/j.1365-2818.2003.01163.x>
21. Şahin R. Bessel and Bessel vortex beams generated by blunt-tip axicon // Turkish J. Phys. 2018. V. 42. № 1. P. 47–60. <https://doi.org/10.3906/fiz-1707-8>
22. Belyi V.N., Khilo N.A., Kazak N.S., et al. Propagation of high-order circularly-polarized Bessel Beams and vortex generation in uniaxial crystals // Opt. Eng. 2011. V. 50. P. 059001. <https://doi.org/10.1117/1.3572109>
23. Yuh-Yan Yu, Chin-Kai Chang, Ming-Wei Lai, et al. Laser ablation of silicon using a Bessel-like beam generated by a subwavelength annular aperture structure // Appl. Opt. 2011. V. 50. № 34. P. 6384–6390. <https://doi.org/10.1364/AO.50.006384>
24. Khilo N.A. Conical diffraction and transformation of Bessel beams in biaxial crystals // Opt. Comm. 2013. V. 286. P. 1–5. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.07.030>

АВТОРЫ

Владимир Николаевич Белый — академик Национальной академии наук Беларусь, доктор физико-математических наук, заведующий научным центром, Институт физики им. В.И. Степанова Национальной академии наук Беларусь,

AUTHORS

Vladimir N. Belyi — Academician of the NAS of Belarus, Dr. Sci. (Physics and Mathematics), Head of the Scientific Center, B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus;

Минск, 220072, Беларусь; Scopus ID: 4757062; <https://orcid.org/0000-0002-7543-3682>; v.belyi@ifanbel.bas-net.by

Светлана Николаевна Курилкина — доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларусь, Минск, 220072, Беларусь; Scopus ID: 23004697500; <https://orcid.org/0000-0002-1866-4791>; s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

Николай Анатольевич Хило — кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларусь, Минск, 220072, Беларусь; Scopus ID: 7004074597; <https://orcid.org/0000-0001-5550-1708>; n.khilo@dragon.bas-net.by

Петр Иосифович Ропот — кандидат физико-математических наук, заместитель заведующего научным центром, Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларусь, Минск, 220072, Беларусь; Scopus ID: 6602596711; <https://orcid.org/0009-0005-6132-8952>; p.ropot@ifanbel.bas-net.by

Scopus ID: 4757062; <https://orcid.org/0000-0002-7543-3682>; v.belyi@ifanbel.bas-net.by

Svetlana N. Kurilkina — Dr. Sci. (Physics and Mathematics), Chief Researcher, B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus; Scopus ID: 23004697500; <https://orcid.org/0000-0002-1866-4791>; s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

Nikolai A. Khilo — PhD (Physics and Mathematics), Leading Researcher, B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus; Scopus ID: 7004074597; <https://orcid.org/0000-0001-5550-1708>; n.khilo@dragon.bas-net.by

Petr I. Ropot — PhD (Physics and Mathematics), Deputy Head of the Scientific Center, B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus; Scopus ID: 6602596711; <https://orcid.org/0009-0005-6132-8952>; p.ropot@ifanbel.bas-net.by

Статья поступила в редакцию 07.06.2023

Одобрена после рецензирования 10.07.2023

Принята к печати 26.09.2023

The article was submitted to the editorial office 07.06.2023

Approved after review 10.07.2023

Accepted for publication 26.09.2023