

СТАТЬИ

УДК 535.5

**ДИСПЕРСИЯ ОБЪЕМНЫХ СТРУЙНО-ПЕЧАТНЫХ
И ЛАМИНИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ
РАДИАЛЬНО-ГРАДИЕНТНЫХ ЛИНЗ**¹Грейсух Г.И., ²Левин И.А., ¹Ежов Е.Г.¹ФГБОУ ВО «Пензенский государственный университет архитектуры
и строительства», Пенза, e-mail: grey@pguas.ru;²ПАО «Красногорский завод имени С.А. Зверева», Красногорск,
e-mail: i.a.levin@mail.ru

Цель работы – сопоставить возможности управления фокусирующими и дисперсионными свойствами неоднородных материалов радиально-градиентных линз в зависимости от представляющих сегодня наиболее перспективными аддитивных технологий их изготовления: 3D-струйной печати с использованием нанокompозитных оптических чернил и метода ламинирования, заключающегося во взаимной термической диффузии слоев при спекании многокомпонентной заготовки. Материалы исследования – дисперсионные свойства материалов радиально-градиентных линз видимого и инфракрасного диапазонов, изготавливаемых 3D-струйной печатью и методом ламинирования. Методы исследования – теоретический анализ в рамках геометрической оптики. Представлены формулы для числа Аббе и частной дисперсии материалов радиально-градиентных линз видимого и инфракрасного диапазонов, изготавливаемых 3D-струйной печатью и методом ламинирования. Показано, что если технология 3D-струйной печати предоставляет возможность независимого управления фокусирующими и дисперсионными свойствами радиально-градиентных линз с помощью подбора концентрации и числа компонентов с высокими и низкими показателями преломления, то метод ламинирования в этом плане ограничен ассортиментом реальных оптических материалов с требуемым достаточно широким диапазоном значений показателя преломления, близкими значениями температурных коэффициентов теплового расширения, а также совместимыми профилями вязкости. Результаты статьи демонстрируют реализуемость тех широких потенциальных возможностей простых по конструкции оптических систем, которые благодаря расширению их элементной базы, в частности за счет градиентных элементов, описаны в целом ряде статей, опубликованных за последние несколько лет.

Ключевые слова: радиально-градиентная линза, число Аббе, частная дисперсия, 3D-струйная печать, метод ламинирования, нанокompозитные оптические чернила

Исследование выполнено за счет субсидии из федерального бюджета Российской Федерации на реализацию государственного задания Минобрнауки РФ № FSGS-2024-0005.

**DISPERSION OF THREE-DIMENSIONAL INKJET
PRINTED AND LAMINATED MATERIALS
OF RADIAL-GRADIENT INDEX LENSES**¹Greysukh G.I., ²Levin I.A., ¹Ezhov E.G.¹Penza State University of Architecture and Construction, Penza, e-mail: grey@pguas.ru;²PJSC Krasnogorsky Zavod named after S.A. Zverev, Krasnogorsk, e-mail: i.a.levin@mail.ru

The purpose of the work. To compare the possibilities of controlling the focusing and dispersion properties of inhomogeneous materials of radial gradient index lenses depending on the most promising additive technologies for their manufacture today: 3D inkjet printing using nanocomposite optical inks and the lamination method, which consists in mutual thermal diffusion of layers during sintering of a multicomponent workpiece. Materials and methods of research. Dispersion properties of materials of radial gradient index lenses of the visible and infrared ranges manufactured by 3D inkjet printing and the lamination method. Theoretical analysis within the framework of geometric optics. Results and discussion. Formulas for the Abbe number and partial dispersion of materials of radial gradient index lenses of the visible and infrared ranges manufactured by 3D inkjet printing and the lamination method are presented. It is shown that if the 3D-inkjet printing technology provides the ability to independently control the focusing and dispersion properties of radial-gradient index lenses by selecting the concentration and number of components with high and low refractive indices, then the lamination method in this regard is limited by the range of real optical materials. These materials must have a sufficiently wide range of refractive index values, close values of temperature coefficients of thermal expansion, as well as compatible viscosity profiles. Conclusion. The results of the article demonstrate the feasibility of those broad potential capabilities of simple optical systems, which, due to the expansion of their element base and, in particular, due to gradient index elements, are described in a number of articles published in the last few years.

Keywords: radial gradient index lens, Abbe number, partial dispersion, 3D inkjet printing, nanocomposite optical ink, lamination method

The study was carried out using a subsidy from the federal budget of the Russian Federation for the implementation of the state assignment of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation No. FSGS-2024-0005.

Введение

В оптике однородных сред, элементную базу которой составляют линзы со сферическими и асферическими поверхностями, выполненные из однородных оптических материалов, зеркала и дифракционные линзы (ДЛ), параметром, достаточным для характеристики каждого из оптических элементов при ахроматической коррекции оптической системы, является коэффициент дисперсии, известный как число Аббе [1].

Напомним, что ахроматическая коррекция направлена на достижение равенства оптических сил системы на двух крайних длинах волн рабочего спектрального диапазона. Число Аббе однородного оптического материала получают, используя значения показателя преломления на трех реперных длинах волн и в общем случае для диапазона волн от λ_{short} до λ_{long} оно описывается выражением

$$v = \frac{n_{\lambda_{\text{mid}}} - 1}{n_{\lambda_{\text{short}}} - n_{\lambda_{\text{long}}}}, \quad (1)$$

где индексы λ_{mid} , λ_{short} и λ_{long} относятся к центральной, короткой и длинной волнам ($\lambda_{\text{short}} \leq \lambda_{\text{mid}} \leq \lambda_{\text{long}}$) заданного диапазона.

Большинство оптических материалов обладают положительной (нормальной) дисперсией, при которой показатель преломления уменьшается с ростом длин волн.

Чтобы скорректировать вторичный спектр при апохроматической коррекции, направленной на достижение равенства оптических сил оптической системы на трех длинах волн рабочего спектрального диапазона, используется дополнительная характеристика, называемая частной дисперсией [1]. Частная дисперсия для определенного интервала длин волн от λ_i до λ_j имеет вид

$$P(\lambda_i, \lambda_j) = \frac{n_{\lambda_i} - n_{\lambda_j}}{n_{\lambda_{\text{short}}} - n_{\lambda_{\text{long}}}}, \quad (2)$$

где $\lambda_{\text{short}} \leq \lambda_i < \lambda_j \leq \lambda_{\text{long}}$.

Если оптическая сила однородной линзы определяется показателем преломления ее материала, кривизнами рабочих поверхностей и толщиной, то в случае неоднородной линзы к этим параметрам добавляется градиент ее показателя преломления.

Сегодня наиболее распространенным типом среди неоднородных линз являются радиально-градиентные линзы (РГЛ). В общем случае закон изменения показателя преломления РГЛ описывается степенным рядом с базовым показателем прелом-

ления $n_0(\lambda)$ и коэффициентами радиального градиента $n_i(\lambda)$:

$$n(\lambda, \rho) = n_0(\lambda) + \sum_i n_i(\lambda) \rho^{2i}, \quad (3)$$

где λ и ρ – длина волны и расстояние от оптической оси.

Если на любой фиксированной длине волны показатель преломления $n(\lambda, \rho)$ определяет вклад в оптическую силу и в составляющие сферической аберрации РГЛ, то зависимости базового показателя преломления и коэффициентов радиального градиента от длины волны определяют дисперсионные свойства неоднородного материала РГЛ.

В случае оптики неоднородных сред и при условии, что оптическая сила элемента определяется только его толщиной и градиентом показателя преломления, характеристика аналогичная числу Аббе имеет вид [2, 3]

$$v_{\text{GIM}} = \frac{\Delta n_{\text{mid}}}{\Delta n_{\text{short}} - \Delta n_{\text{long}}}, \quad (4)$$

где Δn_{short} , Δn_{mid} и Δn_{long} – изменение показателя преломления от центра к краю РГЛ на трех реперных длинах волн. Аналогично частная дисперсия может быть определена для неоднородного материала как [2, 3]

$$P_{\text{GIM}}(\lambda_i, \lambda_j) = \frac{\Delta n_{\lambda_i} - \Delta n_{\lambda_j}}{\Delta n_{\text{short}} - \Delta n_{\text{long}}}. \quad (5)$$

Стандартные дисперсии, описываемые уравнениями (1) и (2), и в оптике неоднородных сред используются при оценке хроматического приращения оптической силы, за которую отвечают, в частности, кривизны рабочих поверхностей линзы. В этом случае показатель преломления в указанных уравнениях относится к вершине поверхности. Отсюда следует, что РГЛ обладает двумя различными механизмами формирования как оптической силы, так и дисперсии.

Возможность независимого управления фокусирующими и дисперсионными свойствами РГЛ делает такой элемент наиболее универсальным и эффективным корректором одновременно как монохроматических, так и хроматических аберраций. Даже ближайшая к РГЛ ДЛ не может сравниться с ней коррекционными возможностями. Действительно у ДЛ оптическая сила и составляющие сферической аберрации на фиксированной длине волны легко управляются законом чередования кольцевых зон микроструктуры. При этом оптическая сила ДЛ на любой длине волны

$$\Phi_{DL} = \frac{\lambda}{\lambda^*} \Phi_{DL}^*, \quad (6)$$

где Φ_{DL}^* – оптическая сила на расчетной длине волны λ^* , на которой для заданной Φ_{DL}^* рассчитывались радиусы кольцевых зон микроструктуры ДЛ.

Что касается первичного хроматизма ДЛ, то его, как и дисперсию однородного стекла, характеризуют коэффициентом дисперсии [4]. Он имеет вид

$$v_D^* = \lambda^* / (\lambda_{\min} - \lambda_{\max}). \quad (7)$$

То есть коэффициент дисперсии от микроструктуры ДЛ не зависит, а следовательно, и не управляется, целиком определяясь шириной заданного спектрального диапазона.

Возвращаясь к РГЛ и принимая во внимание всю историю развития градиентной оптики, следует констатировать, что реальная возможность управления теми или иными свойствами градиентных оптических элементов зависит от технологии получения неоднородных материалов этих элементов.

Целью исследования является сопоставление возможностей управления фокусирующими и дисперсионными свойствами неоднородных материалов РГЛ видимого и инфракрасного (ИК) диапазонов в зависимости от представляющихся сегодня наиболее перспективными аддитивных технологий их изготовления: 3D-струйной печати с использованием нанокompозитных оптических чернил и метода ламинирования, заключающегося во взаимной термической диффузии слоев при спекании многокомпонентной заготовки.

Материалы и методы исследования

Дисперсионные свойства материалов РГЛ видимого и ИК диапазонов, изготавливаемых 3D-струйной печатью и методом ламинирования. Теоретический анализ в рамках геометрической оптики.

Результаты исследования и их обсуждение

1. Возможности управления дисперсией нанокompозитных РГЛ видимого диапазона

Фундаментальные свойства традиционно используемых оптических материалов и технологические проблемы до недавнего времени ограничивали возможность независимого управления оптическими свойствами синтезируемых неоднородных материалов, такими как показатель преломления и дисперсия. Создание пригодных для 3D-струйной печати нанокompозитных материалов, получивших назва-

ние «оптических чернил», различающихся концентрацией мономеров и нескольких нанонаполнителей, в сочетании с усовершенствованной технологией самой струйной печати сняло это ограничение и позволило независимо управлять градиентом показателя преломления и дисперсией формируемых неоднородных оптических материалов [5].

Сами нанокompозитные чернила изготавливают путем внедрения в заданной концентрации в смесь фотоотверждающихся мономеров с низкой вязкостью одной или нескольких органических или неорганических наночастиц. Каждая наночастица имеет размер менее 10 нм, что составляет примерно 1/30 от самой короткой длины волны света, проходящего через оптическое устройство, и химически покрыта для устранения агломерации, так что рассеяние Рэлея и Ми незначительно [6]. Кроме того, чернила обладают реологическими свойствами, необходимыми для точной печати [7].

Формула (3), описывающая закон изменения показателя преломления РГЛ, не может непосредственно использоваться для оптимизации оптического материала этой линзы. Во-первых, коэффициенты радиального градиента, входящие в эту формулу, не отражают композитного характера неоднородного оптического материала. Во-вторых, коэффициенты $n_0(\lambda)$ и $n_i(\lambda)$ зависят от длины волны, и хроматическая дисперсия каждого коэффициента различна. Она является функцией как дисперсий компонентов композитного материала, так и соотношения их концентраций. Поэтому закон изменения показателя преломления РГЛ следует выразить через показатели преломления компонентов композитного материала и через их концентрации. Это позволяет сделать описанная в работах [3, 5, 8] простая линейная модель бинарных (состоящих из двух компонентов) чернил. В соответствии с ней чернила плавно превращаются из одного компонента в другой путем изменения концентраций. В линейной модели показатель преломления композитного материала описывается как линейная комбинация показателей преломления его компонентов:

$$n = C_1 n_1 + C_2 n_2, \quad (8)$$

где n – показатель преломления композитного материала, n_1 и n_2 – показатели преломления первого и второго компонентов соответственно; C_1 и C_2 – доли первого и второго компонентов такие, что

$$C_1 + C_2 = 1. \quad (9)$$

Величину C_i можно принять за объемную долю компонента i или считать относительной концентрацией компонента i . Поэтому уравнение (8) можно также записать как

$$n(C_2, \lambda) = n_1(\lambda) + C_2(n_2(\lambda) - n_1(\lambda)). \quad (10)$$

Ниже покажем, как коэффициенты радиального градиента РГЛ могут быть выражены через концентрации компонентов композитного материала.

Для исключения путаницы в обозначениях, следуя работе [3], закон изменения показателя преломления РГЛ перепишем в виде

$$N(\rho) = N_{00} + N_{10}\rho^2 + N_{20}\rho^4 + N_{30}\rho^6 + \dots \quad (11)$$

По форме таким же рядом можно записать распределение концентрации

$$C(\rho) = C_{00} + C_{10}\rho^2 + C_{20}\rho^4 + C_{30}\rho^6 + \dots \quad (12)$$

Комбинируя уравнения (11), (12) и (10), можно получить следующее соотношение для коэффициентов полинома распределения показателя преломления:

$$N_{i0}(\lambda) = (n_2(\lambda) - n_1(\lambda))C_{i0} + n_1(\lambda), \quad i = 0$$

$$N_{i0}(\lambda) = (n_2(\lambda) - n_1(\lambda))C_{i0}, \quad i \neq 0. \quad (13)$$

Линейная модель композитного материала является наиболее простой и дает удовлетворительный результат практически во всех случаях, поэтому она наиболее часто используется как для демонстрации хроматических свойств отдельных элементов, так и при расчете оптических систем с такими элементами [3, 8]. При этом линейное уравнение (8) не является идеальным приближением, также могут применяться квадратичная формула и формула Лоренца – Лоренца [3].

Действительно, двухкомпонентная линейная модель композитного материала предоставляет разработчику оптики инструменты для оценки числа Аббе v_{GIM} и частной дисперсии P_{GIM} любых как реально существующих, так и гипотетических неоднородных материалов. При известных значениях показателей преломления компонентов в конечных точках диапазонов их изменений и на реперных длинах волн v_{GIM} и P_{GIM} соответственно равны

$$v_{\text{GIM}} = \frac{n_{2,\lambda_{\text{mid}}} - n_{1,\lambda_{\text{mid}}}}{(n_{2,\lambda_{\text{short}}} - n_{1,\lambda_{\text{short}}}) - (n_{2,\lambda_{\text{long}}} - n_{1,\lambda_{\text{long}}})}, \quad (14)$$

$$P_{\text{GIM}} = \frac{(n_{2,\lambda_i} - n_{1,\lambda_i}) - (n_{2,\lambda_j} - n_{1,\lambda_j})}{(n_{2,\lambda_{\text{short}}} - n_{1,\lambda_{\text{short}}}) - (n_{2,\lambda_{\text{long}}} - n_{1,\lambda_{\text{long}}})}, \quad (15)$$

где индексы λ_{mid} , λ_i , λ_j , λ_{short} и λ_{long} относятся к тем длинам волн, на которых зафиксированы показатели преломления первого и второго компонентов.

Технология 3D-струйной печати с использованием нанокompозитных оптических чернил позволяет легко варьировать их дисперсионными характеристиками, подбирая концентрацию и число компонентов с высокими и низкими показателями преломления. Это и обеспечивает возможность независимого управления фокусирующими и дисперсионными свойствами изготавливаемых РГЛ.

Завершая раздел, приведем одно из реальных достижений в создании РГЛ струйной 3D-печатью. Это результаты работы компании NanoVox Optics [9], которая использует мономеры с высоким и низким показателями преломления, наполненные наночастицами. Компания изготовила машину для опытного производства, способную иметь до восьми печатающих головок с особыми чернилами в каждой. Эта система третьего поколения регулирует дозирование чернил, чтобы создавать оптику, в которой показатель преломления меняется с переходом от одного небольшого объема к другому.

Потенциальные области применения градиентной оптики, созданной по технологии струйной печати, включают, в частности, камеры мобильных телефонов. Благодаря РГЛ количество оптических элементов удастся сократить с восьми-девяти до четырех. Еще одной областью применения может быть разработка очков виртуальной и дополненной реальности, где критически важно учитывать расстояние между глазами наблюдателя. 3D-печать позволяет осуществлять персонализацию быстро и в конечном счете без дополнительных затрат.

2. Возможности управления фокусирующими и дисперсионными свойствами РГЛ ИК-диапазона с ламинированным градиентным материалом

Вторая рассматриваемая здесь технология получения композитных градиентных материалов основана на методе ламинирования, заключающемся во взаимной термической диффузии слоев при спекании многокомпонентной заготовки. Под данную технологию разработана специальная серия новых марок халькогенидных стекол, прозрачных в широком диапазоне ИК-спектра (от 0,9 до 14 мкм). Показатель преломления этих стекол охватывает интервал от 2,38 до 3,17, и при этом они обладают близкими значениями температурных коэффициентов теплового расширения, а также совместимыми профилями вязкости [10–12].

Диапазон оптических характеристик и количество марок этих новых стекол позволяет с достаточной гибкостью варьировать значением градиента показателя преломления формируемого неоднородного материала. При этом параметры технологического процесса коаксиального ламинирования могут быть подобраны так, чтобы зависимость показателя преломления от расстояния от оптической оси РГЛ описывалась гладкой функцией и при этом на заданном расстоянии от оптической оси сохранялся неизменным показатель преломления стекла, используемого для данного слоя [13]. Важно также отметить, что халькогенидные стекла относятся к материалам, допускающим прецизионное прессование в качестве метода формообразования поверхности оптического элемента [14]. Это в совокупности с методом ламинирования открывает возможности создания градиентного материала для линз с оптимизированными под конкретное схемное решение оптическими свойствами.

Если закон изменения показателя преломления РГЛ, ограниченной асферическими или даже сферическими поверхностями, описывается формулой (3) при $i \geq 3$ и при произвольном соотношении n_1 и n_0 , то фокусирующие и дисперсионные свойства описываются громоздкими выражениями, трудно поддающимися анализу. В то же время, если на РГЛ накладываются ограничения, введенные в работе [3], это приводит к разделению параметров, а главное – к описанию фокусирующих и дисперсионных свойств относительно простыми аналитическими выражениями. Указанные ограничения предполагают у РГЛ параболический закон изменения показателя преломления

$$n(\lambda, \rho) = n_0(\lambda) + n_1(\lambda)\rho^2, \quad (16)$$

То есть $n_2 = n_3 = 0$ и малый аргумент синуса

$$\sin\left(d\sqrt{-2n_1/n_0}\right) \approx d\sqrt{-2n_1/n_0} \leq 0,1. \quad (17)$$

В этом случае оптическая сила РГЛ равна сумме сил однородной линзы Φ_{HL} (с показателем преломления n_0 , осевой толщиной d , кривизнами преломляющих поверхностей c_1, c_2) и Φ_{GIM} – радиально-градиентной плоскопараллельной пластины (шайбы) толщиной d :

$$\nu_{RGL} \approx \frac{\Phi_{HL}(\lambda_c) + \Phi_{GIM}(\lambda_c)}{\Phi_{HL}(\lambda_{min}) + \Phi_{GIM}(\lambda_{min}) - \Phi_{HL}(\lambda_{max}) - \Phi_{GIM}(\lambda_{max})} = \frac{\Phi_{HL}(\lambda_c) + \Phi_{GIM}(\lambda_c)}{\Delta\Phi_{HL} + \Delta\Phi_{GIM}}, \quad (26)$$

$\Phi(\lambda_c), \Phi(\lambda_{min}), \Phi(\lambda_{max})$ – оптическая сила на центральной, минимальной и максимальной длинах волн рабочего спектрального диапазона соответственно.

$$\Phi_{RGL} \approx \Phi_{HL} + \Phi_{GIM}, \quad (18)$$

где

$$\Phi_{HL} = (n_0 - 1)(c_1 - c_2) + d(n_0 - 1)^2 c_1 c_2 / n_0; \quad (19)$$

$$\Phi_{GIM} \approx -2dn_1. \quad (20)$$

При этом общее изменение показателя от края элемента ($\rho = \rho_{max}$) к его центру ($\rho = 0$), то есть к оптической оси, пропорционально n_1 :

$$\Delta n = n(\rho_{max}) - n(0) = n_e - n_o = n_1 \rho_{max}^2, \quad (21)$$

или

$$n_1 = (n_e - n_o) / \rho_{max}^2. \quad (22)$$

В (21) и (22)

$$\rho_{max} \approx 0,5f' / (F / \#), \quad (23)$$

где f' – фокусное расстояние оптической системы, в состав которой входит РГЛ, а $F/\#$ – ее диафрагменное число.

Оговоренные выше ограничения целесообразно дополнить соотношением, установленным авторами настоящей статьи на основе предшествующего опыта расчета ИК-объективов с РГЛ, показывающим, что оптимальные решения содержат, как правило, РГЛ, чья положительная составляющая оптической силы, обусловленная градиентом показателя преломления, составляет лишь небольшую (порядка одной двадцатой) часть от полной оптической силы этой линзы ($\Phi_{GIM} / (\Phi_{HL} + \Phi_{GIM}) = 1/20$). В результате нетрудно получить

$$\left. \begin{aligned} d\sqrt{-2n_1/n_0} &\leq 0,1 \\ -38dn_1 &= (n_0 - 1) / f' \end{aligned} \right\}. \quad (24)$$

Система уравнений (24) позволяет подобрать оптические материалы, способные обеспечить на выбранной длине волны требуемый градиент показателя преломления РГЛ.

В соответствии с обобщенным определением числа Аббе [3]

$$\nu = \Phi(\lambda_c) / [\Phi(\lambda_{min}) - \Phi(\lambda_{max})] \quad (25)$$

и благодаря вышеприведенным ограничениям, формула для числа Аббе РГЛ, входящего в уравнения коррекции хроматизма, также принимает относительно простой вид

Учитывая, что в соответствии с (25) и (26) числа Аббе для однородной и градиентной составляющих оптических сил РГЛ равны

$$\begin{aligned} v_{HL} &= \varphi_{HL}(\lambda_c) / \Delta\varphi_{HL}, \\ v_{GIM} &= \varphi_{GIM}(\lambda_c) / \Delta\varphi_{GIM}, \end{aligned} \quad (27)$$

и вводя коэффициент, равный отношению составляющий этих оптических сил,

$$K = \varphi_{GIM}(\lambda_c) / \varphi_{HL}(\lambda_c), \quad (28)$$

для числа Аббе РГЛ нетрудно получить

$$v_{RGL} \approx \frac{v_{HL} v_{GIM} (1 + K)}{v_{GIM} + K v_{HL}}. \quad (29)$$

Далее, возвращаясь к формуле (26) и полагая, что одна из преломляющих поверхностей РГЛ плоская, то есть $c_1 c_2 = 0$, для числа Аббе этой линзы получим

$$v_{RGL} \approx \frac{\varphi_{HL}(\lambda_c) - 2dn_1(\lambda_c)}{\varphi_{HL}(\lambda_c) \frac{n_0(\lambda_{\min}) - n_0(\lambda_{\max})}{(n_0(\lambda_c) - 1)} - 2d[n_1(\lambda_{\min}) - n_1(\lambda_{\max})]}, \quad (30)$$

или

$$v_{RGL} \approx \frac{\varphi_{HL}(\lambda_c) - 2d[n_e(\lambda_c) - n_0(\lambda_c)] / \rho_{\max}^2}{\varphi_{HL}(\lambda_c) \frac{n_0(\lambda_{\min}) - n_0(\lambda_{\max})}{(n_0(\lambda_c) - 1)} - 2d[n_e(\lambda_{\min}) - n_e(\lambda_{\max}) - n_0(\lambda_{\min}) + n_0(\lambda_{\max})] / \rho_{\max}^2}. \quad (31)$$

Формула числа Аббе, полученная аналогичным образом, но для РГЛ с двумя неплоскими преломляющими поверхностями (и, в частности, при $c_2 = -c_1$ и $c_1 c_2 = -c_1^2$), показала, что относительная погрешность, обусловленная переходом от плоско-выпуклой к двояково-выпуклой РГЛ, при аналитическом расчете числа Аббе во всех практически значимых случаях не превышает 1,5 %, а при лучевом расчете – 2 %.

Частная дисперсия РГЛ с учетом формул (2) и (31) описывается выражением

$$P_{RGL} \approx \frac{\{\varphi_{HL}(\lambda_i) - 2d[n_e(\lambda_i) - n_0(\lambda_i)] - \varphi_{HL}(\lambda_j) + 2d[n_e(\lambda_j) - n_0(\lambda_j)]\} / \rho_{\max}^2}{\varphi_{HL}(\lambda_c) \frac{n_0(\lambda_{\min}) - n_0(\lambda_{\max})}{(n_0(\lambda_c) - 1)} - 2d[n_e(\lambda_{\min}) - n_e(\lambda_{\max}) - n_0(\lambda_{\min}) + n_0(\lambda_{\max})] / \rho_{\max}^2}. \quad (32)$$

Из формул (31) и (32), так же как и из формул (4) и (5), следует, что прямое воздействие на число Аббе и частную дисперсию рассматриваемой РГЛ законом распределения показателя преломления невозможно. Эти характеристики зависят от соотношения оптических сил однородной и градиентной составляющих оптической силы РГЛ K , а также дисперсионных свойств стекол, использованных для внутреннего цилиндрического стержня $n_0(\lambda)$ и внешнего трубчатого слоя $n_e(\lambda)$ ламинированного набора.

Завершая раздел, приведем два из опубликованных реальных достижений в области создания неоднородных материалов методом ламинирования. В работе [15] сообщалось о том, что разработана серия диффузионно совместимых халькогенидных стекол для изготовления градиентной оптики для сплошного ИК-диапазона от коротковолновой до длинноволновой области с перепадом показателя преломления $\Delta n \leq 0,4$. Было продемонстрировано, что толщины слоев, допускающие диффузионное сглаживание кривой изменения показателя

преломления могут достигать 1400 мкм. Кроме того, из разработанной серии халькогенидных стекол была изготовлена заготовка толщиной 3,5 мм с осевым приблизительно линейным распределением показателя преломления и его перепадом $\Delta n \approx 0,2$.

Что касается неоднородных материалов с радиальным распределением показателя преломления, то в работе [12] сообщалось о разработке и отладке процесса, в ходе которого вместо плоских листов тонкие ИК-стеклянные трубки термически склеиваются и диффундируют. Достигнутый диаметр заготовки составляет 13,8 мм, а перепад показателя преломления $\Delta n \approx 0,2$.

Заключение

Градиентная оптика, которой посвящена настоящая статья, имеет конкретную дату рождения. Это дата опубликования в 1854 г. Дж. Максвеллом первой работы, описывающей среду со сферически симметричным распределением показателя преломления, получившую название «рыбий глаз» и являющуюся абсолютным прибором, в кото-

ром отображение осуществляется преобразованием инверсии. За прошедшие более полутора веков ученые и специалисты многократно пытались использовать градиент показателя преломления для совершенствования оптических приборов. И каждый раз реализовать в полной мере найденные решения не удавалось из-за отсутствия требуемых оптических материалов и технологических ограничений.

Тезис, под которым возрождался интерес к градиентной оптике в 1980-е гг., утверждавший, что химические и физико-химические технологии окажутся эффективнее механической обработки оптических поверхностей, не оправдался. Появилось алмазное точение, специальные сорта стекол, допускающие прецизионную штамповку линз с асферическими поверхностями, и т.д.

Очень хочется надеяться, что созданные в последние годы аддитивные технологии получения неоднородных материалов с осевым, радиальным и сферическим распределениями показателя преломления вдохнут новую жизнь в градиентную оптику и окажутся коммерчески востребованными, что обеспечит финансовую базу ее дальнейшего развития.

Настоящая статья адресована широкому кругу читателей – от студентов соответствующих специальностей до разработчиков и производителей оптических приборов. Она знакомит читателя с возможностями, открывающимися в градиентной оптике видимого диапазона благодаря 3D-струйной печати, использующей нанокompозитные оптические чернила, а также в градиентной оптике ИК-диапазона благодаря методу ламинирования, заключающемуся во взаимной термической диффузии слоев при спекании многокомпонентной заготовки.

Рассмотренные в данной работе технологии изготовления градиентных материалов демонстрируют реализуемость тех широких потенциальных возможностей простых по конструкции оптических систем, которые достигнуты благодаря расширению их элементной базы, в частности за счет градиентных элементов, и описаны в целом ряде статей, опубликованных за последние несколько лет.

Список литературы

1. Саражевский А.М. Оптика. Полный курс: учебное пособие для студентов физических специальностей уни-

верситетов. 2-е изд., доп. и перераб. М.: Едиториал УРСС. 2018. 607 с.

2. Corsetti J.A. Design of ZnS/ZnSe gradient-index lenses in the mid-wave infrared and design, fabrication, and thermal metrology of polymer radial gradient-index lenses: diss. PhD. Rochester, 2017. 216 p.

3. McCarthy P.W. Gradient-index materials, design, and metrology for broadband imaging systems: diss. PhD. Rochester, 2015. 219 p.

4. Wood A., Babington J. Diffractive lens design: theory, design, methodologies and applications. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2023. 300 p.

5. Williams G.M., Harmon J.P. Dispersion controlled nanocomposite gradient index lenses. *Optics Continuum*. 2023. Vol. 2, Is 2. P. 456–472. DOI: 10.1364/OPTCON.481205.

6. Williams G.M., Akhavan H., Dupuy C., Harmon P. Additive manufacturing of freeform optics for defense applications. *IEEE Research and Applications of Photonics in Defense Conference (RAPID)*. 2021. P. 1–2. DOI: 10.1109/RAPID51799.2021.9521386.

7. Liu Y.F., Tsai M.H., Pai Y.F., Hwang W.S. Control of droplet formation by operating waveform for inks with various viscosities in piezoelectric inkjet printing // *Applied Physics A*. 2013. Vol. 111, Is. 2. P. 509–516. DOI: 10.1007/s00339-013-7569-7.

8. Yang T., Lippman D.H., Chou R.Y., Kochan N.S., Desai A.X., Schmidt G.R., Bentley J.L., Moore D.T. Material optimization in the design of broadband gradient-index optics // *Proceedings of SPIE, International Optical Design Conference*. 2013. Vol. 12078. P. 120780Z. DOI: 10.1117/12.2603644.

9. Nanovox Optics. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.nano-vox.com/> (дата обращения: 22.02.2025).

10. Bayya S., Gibson D., Nuygen V., Sanghera J., Kotov M., Drake G., Deegan J., Lindberg G. Design and fabrication of multispectral optics using expanded glass map // *Proceedings of SPIE, Infrared Technology and Applications XLI*. 2015. Vol. 9451. P. 94511N. DOI: 10.1117/12.2177289.

11. Beadie G., Stover E., Gibson D. Temperature-dependent dispersion fitting for a recent infrared glass catalog. *Proceedings of SPIE, Advanced Optics for Imaging Applications: UV through LWIR IV*. 2019. Vol. 10998. P. 1099804. DOI: 10.1117/12.2518494.

12. Gibson D., Bayya S., Nguyen V., Sanghera J., Kotov M., Drake G. GRIN optics for multispectral infrared imaging // *Proceedings of SPIE, Infrared Technology and Applications XLI*. 2015. Vol. 9451. P. 94511P. DOI: 10.1117/12.2177136.

13. Грейсух Г.И., Левин И.А., Ежов Е.Г. Сверхсветосильный тепловизионный триплет с градиентной линзой: этапы моделирования композитного градиентного материала и потенциальные возможности оптической схемы // *Оптический журнал*. 2024. Т. 91. № 3. С. 5–13. DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-03-5-13.

14. Грейсух Г.И., Левин И.А., Ежов Е.Г. Методика проектирования инфракрасных объективов с однородными, градиентными и дифракционными элементами // *Оптический журнал*. 2025. Т. 92. № 3. С. 68–78. DOI: 10.17586/1023-5086-2025-92-03-68-78.

15. Gibson D., Bayya S., Nguyen V., Sanghera J., Kotov M., McClain C., Deegan J., Lindberg G., Unger B., Vizgaitis J. IR GRIN optics: design and fabrication // *Proceedings of SPIE, Advanced Optics for Defense Applications: UV through LWIR II*. 2017. Vol. 10181. P. 101810B. DOI: 10.1117/12.2262706.