

3854
0-62

**ОПТИКО-ИНФОРМАЦИОННЫЕ
ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ И СИСТЕМЫ**

Юбилейный сборник избранных
трудов КТИ НП СО РАН

Новосибирск – 2012

- [13]. *Latyshev A.V.* Precision measuring in nanoscale range // Proc. ISMTII-2009 (The 9th Intern. Symp. on Measurement Technology and Intelligent Instruments). St.-Petersburg, Russia, 29 June–2 July, 2009. Russia: Publ. by D.S. Rozhdestvensky Optical Soc., 2009. Vol. 1. P. 089–095.

СИНТЕЗ ПРОПУСКАЮЩИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*В.М. Ведерников, П.М. Дутов, А.И. Кокарев, В.П. Кирьянов, Б.А. Князев,
Г.Н. Кулипанов, В.Г. Никитин, И.Г. Пальчикова, А.Р. Саметов,
М.Ф. Ступак, Ю.В. Чугуй, В.В. Чуканов*

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно развиваются направления современной науки, связанные с использованием терагерцового излучения. Применение терагерцового излучения требует решения целого ряда сложнейших технических задач, связанных с генерацией, управлением и детектированием волн субмиллиметрового диапазона. Для управления терагерцовым излучением наиболее часто применяются массивные внеосевые параболические зеркала [1]. Однако возможности зеркал в части формирования фокальных областей с заданным распределением энергии весьма ограничены. Одним из наиболее перспективных направлений развития терагерцовой оптики является широкое применение компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов [2]. Эти элементы представляют собой отражающие рельефные структуры, которые способны как фокусировать излучение в каустики различного типа, так и преобразовывать волновые фронты. Новые потенциальные возможности для управления фронтом терагерцового излучения открывает применение пропускающих дифракционных оптических элементов. Однако характеристики таких специальных дифракционных элементов (СДЭ) для терагерцового излучения во многом определяются подбором материала и технологией изготовления [3].

Целью настоящей работы является разработка СДЭ терагерцового диапазона пропускающего типа. В сообщении приведены итоги многоплановой работы по созданию эффективных пропускающих дифракционных оптических элементов на терагерцовый диапазон, исследованы их основные оптические характеристики и лучевая стойкость.

Обсуждаются вопросы применимости стандартных алгоритмов для расчета СДЭ. Анализируются особенности СДЭ для ЛСЭ, рассматриваются возможности предлагаемой технологии изготовления. Представляются ре-

зультаты работ по адаптации метода горячего прессования СДЭ из листовых материалов (полипропилена) в вакуумированной камере. Рассматриваются результаты экспериментального исследования характеристик изготовленных специализированных дифракционных линз (СДЛ).

Характеристики используемого излучения являются важнейшим фактором, который необходимо учитывать при разработке СДЭ. Рассматриваемые в работе СДЭ предназначены для управления излучением лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [1] в составе рабочих станций Сибирского центра фотохимических исследований и технологий СО РАН. Излучение ЛСЭ имеет диаметр пучка ~ 100 мм и длительность импульса ~ 70 пс. Рабочая длина волны ЛСЭ перестраивается в диапазоне 0.12–0.22 мкм. Длина когерентности излучения равна примерно 1–3 см, что соответствует длине светового импульса. При такой длине когерентности возможно использование СДЭ. В то же время уникально высокая средняя мощность излучения (до 400 Вт) накладывает ограничения на выбор материалов квазиоптических элементов, формирующих пучки излучения, и обуславливает необходимость проведения экспериментальных исследований, связанных с определением их коэффициентов поглощения и порогов разрушения. Одно из основных преимуществ дифракционной оптики, а именно возможность использования тонких подложек, делает ее предпочтительной для этого диапазона.

2. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНЗ ТЕНАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

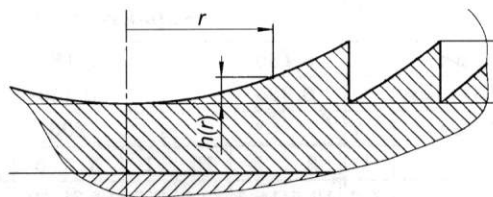
Основные особенности расчета и функционирования СДЭ обусловлены рабочим спектральным диапазоном излучения, который для ЛСЭ составляет 0.12–0.22 мкм, и существенным поглощением излучения в подложке. То есть рабочие длины волн тенгерцового и видимого излучения отличаются в 2000 раз. Вместе с тем выходные зрачки СДЛ, передние отрезки и фокусные расстояния сопоставимы с таковыми для оптических установок с лазерным излучением видимого диапазона. Это означает, что необходимо внимательно рассмотреть ограничения, обычно принимаемые при расчетах дифракционных элементов [4–6].

2.1. Структура СДЛ

Прежде всего определим характерные величины структуры СДЭ, такие как высота рельефа, радиусы и количество зон на рабочем зрачке. На рис. 1 показано сечение СДЛ с киноформным фазовым профилем.

Рис. 1. Сечение СДЛ:

r – полярная радиальная координата в плоскости СДЛ, начало координат совпадает с центром структуры; h – высота рельефа в выбранной точке.



Уравнение высоты рельефа в приближении «тонкого» оптического элемента имеет вид [5]:

$$h(r) = H(\lambda) \frac{\text{mod}(\varphi(r), 2\pi)}{2\pi}, \quad (1)$$

где $\text{mod}_{2\pi}\varphi = \varphi - 2\pi k$ при $2\pi k \leq \varphi \leq 2\pi(k+1)$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$,

$$H(\lambda) = \frac{\lambda}{n-1}. \quad (2)$$

$H(\lambda)$ – максимальная высота рельефа, которая зависит от показателя преломления n материала подложки и имеет величину порядка рабочей длины волны λ ; $\varphi(r)$ – фазовая функция пропускания СДЭ; r – полярная радиальная координата в плоскости СДЛ, начало координат совпадает с центром структуры. Далее мы будем рассматривать СДЛ с фокусным расстоянием F , фокусирующие плоскую волну излучения в точку. Фазовая функция пропускания таких ДЛ с круговыми зонами имеет вид [4, 5]:

$$\varphi(r) = \frac{2\pi F}{\lambda} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{r}{F}\right)^2} - 1 \right]. \quad (3)$$

После разложения выражения (3) в ряд получаем удобный для рассмотрения вид функции:

$$\varphi(r) = \frac{\pi}{\lambda F} r^2 - \frac{\pi}{4\lambda F^3} r^4 + \frac{\pi}{8\lambda F^5} r^6 - \dots \quad (4)$$

Радиальные координаты границ киноформных зон определяются условием $\varphi(r) = 2\pi k$. Значимые величины длины волны λ излучения ЛСЭ указаны в первой строке табл. 1, расчетные значения $H(\lambda)$ максимальной высоты рельефа в полипропилене приведены во второй, фокусные расстояния СДЛ, принимаемые в расчетах, – в третьей. В четвертой строке указано количество K рабочих киноформных зон, в пятой – соответствующий радиус R_K рабочего зрачка для СДЛ.

Из приведенных формул и данных табл. 1 следует, что глубина рельефа линейно зависит от длины волны и для терагерцового излучения возрастает в 2000 раз по сравнению с видимым светом. Количество киноформных зон на рабочем зрачке прямо пропорционально отношению $\frac{R_K^2}{2F}$ и обратно пропорционально рабочей длине волны излучения. То есть, если

Таблица 1

Характерные параметры СДЛ

λ , мм	0.130				0.180				0.220				0.130			
$H(\lambda)$, мм	0.325				0.450				0.550				0.325			
F , мм	200												80			
K	1	3	5	10	1	3	5	10	1	3	5	10	1	3	5	10
R_K , мм	7.2	12.5	16.1	22.8	8.5	14.7	19	27	9.4	16.2	21	30	4.5	7.7	10	14.1

рабочий зрачок и фокусное расстояние СДЛ сопоставимы с таковыми для ДЛ для видимого диапазона, то количество рабочих зон Френеля на СДЛ уменьшается примерно в 1000 раз. (Одна киноформная зона содержит две зоны Френеля.) Например, как легко видеть из табл. 1, в пучке излучения диаметром 25–30 мм работают примерно шесть зон Френеля.

2.2. СДЛ как «тонкий оптический элемент»

Принимая во внимание значения величины $H(\lambda)$, проанализируем применимость понятия «тонкого оптического элемента» для ДЛ с киноформным фазовым профилем. Как указано в [7], «линза называется тонкой, если луч, входящий в точке с координатами (x, y) на одной поверхности линзы, выходит в точке приблизительно с такими же координатами на противоположной поверхности, т. е. если смещением луча внутри линзы можно пренебречь». Таким образом, тонкий оптический элемент задерживает фронт падающей волны на величину, пропорциональную его толщине в каждой точке.

Проведем оценки величины разницы хода лучей, не учитываемой в приближении «тонкого оптического элемента», для простейшего случая нормального падения излучения на плоскую дифракционную линзу (ДЛ). Сечение ДЛ в пределах одной зоны и ход лучей показаны на рис. 2. Примем, что киноформный профиль в пределах одной зоны хорошо аппроксимируется прямой и обеспечивает максимальный набег фазы 2π в пределах ширины зоны x_{\max} . В приближении тонкого элемента расчет зон выполняется для плоскости ОТ, и на рис. 2 показан ход луча $O''OA$, который принимается в расчетах. То есть глубиной профиля h пренебрегают. Однако вследствие преломления на киноформном профиле в точке O' траектория луча изменяется (см. рис. 2, луч $O''O'B'A'$). Точка выхода луча из ДЛ в плоскости ОТ смещается на величину OB' , что и является причиной появления погрешности приближения в виде не учитываемой в расчетах дополнительной разницы хода $\Delta + OB$ (см. рис. 2).

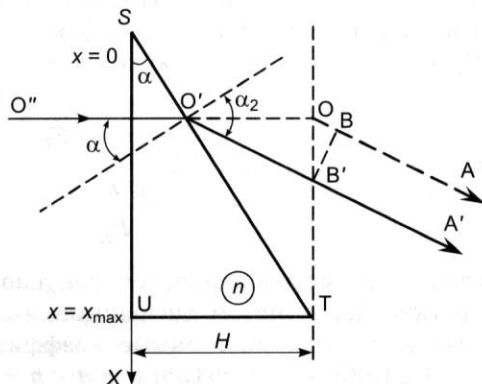
Легко показать, что Δ достигает максимума, если падающий луч проходит вблизи точки S ($x = 0$) и выражается следующим образом:

$$\Delta = \frac{\sin^2 \alpha (n - 1)^2}{1 + n \sin^2 \alpha} H, \quad (5)$$

где принято: $\cos \alpha \approx \cos \alpha_2 \approx 1$, $n_1 = 1$.

Рис. 2. Нормальное сечение одной киноформной зоны ДЛ.

Ось X направлена перпендикулярно к границе зоны в точке S ; x_{\max} — координата следующей границы (ширина зоны); n — показатель преломления материала ДЛ, ход лучей обозначен как $O''OA$ и $O''O'B'A'$.



В большинстве случаев, представляющих интерес, выполняются соотношения:

$$n \sin^2 \alpha \ll 1, \quad \sin \alpha \approx \frac{H}{x_{\max}}, \quad H = \frac{\lambda}{n-1}. \quad (6)$$

Учитывая (6), неучтенную разницу хода (5) запишем в виде:

$$\Delta = (\lambda)^2 \frac{H}{x_{\max}^2}. \quad (7)$$

Для крайних зон ДЛ справедлива следующая оценка для ширины киноформной зоны: $x_{\max} = r_{k+1} - r_k = \frac{\lambda F}{r_k}$, где r_k — радиус k -й киноформной зоны.

Накладывая ограничение на ошибку, вносимую неучтенной разностью хода $\Delta < \frac{\lambda}{m}$, m — целое, получаем ограничение на предельно допустимый размер угловой апертуры $\frac{R_K}{F}$ ДЛ в приближении «тонкого элемента»:

$$\frac{R_K}{F} < \sqrt{\frac{n-1}{m}}. \quad (8)$$

В частности, если $F = 200$ мм, $m = 40$, $n = 1.4$, то допустимый радиус зрачка ДЛ в приближении тонкого элемента составит 20 мм, т. е. примерно 100 длин волн.

2.3. Местоположение фокуса СДЛ

Следующим параметром, требующим дополнительного рассмотрения, является количество N зон Френеля на рабочем зрачке. Величина N обратно пропорциональна длине волны излучения:

$$N = 2K = \left\lceil \frac{R_K^2}{F} \frac{1}{\lambda} \right\rceil, \quad (9)$$

где обозначение $\lceil \cdot \rceil$ используется для целой части числа.

Количество рабочих зон Френеля на СДЛ уменьшается примерно в 1000 раз по сравнению с ДЛ видимого диапазона. То есть на СДЛ с $F = 200$ мм и диаметром зрачка 25–30 мм работают примерно шесть зон Френеля. Это означает, что необходимо учитывать дифракционный сдвиг фокуса [8] и местоположение максимума интенсивности на оптической оси F_d рассчитывать по формуле Раутиана–Пальчиковой:

$$\frac{1}{F_d} = \frac{1}{F} + \Phi_d,$$

где

$$\Phi_d = \frac{\lambda}{R_K^2} \frac{2b}{N - c + \sqrt{(N - c)^2 + 4bd}}, \quad (10)$$

где F — геометрооптическое фокусное расстояние ДЛ; F_d — фокусное расстояние ДЛ с учетом дифракционных эффектов; Φ_d — дифракционная оптическая сила; постоянные коэффициенты имеют следующие значения: $b = 1.21585$; $d = 1.25155$; $c = d - b = 0.03570$.

Рис. 3. График зависимости относительного сдвига δF фокуса от количества N зон Френеля на рабочем зрачке ДЛ.

Относительный сдвиг δF фокуса зависит только от N и составляет

$$\delta F = \frac{F - F_d}{F} = \frac{R_K \Phi_d}{R_K \Phi_d + 1} \quad (11)$$

На рис. 3 показан график этой зависимости. Сдвиг фокуса относительно геометрического местоположения резко возрастает по мере уменьшения количества рабочих зон.

2.4. Каустика СДЛ

Чтобы выявить влияние равномерного поглощения излучения в материале СДЛ на распределение интенсивности в каустике, проведено численное моделирование дифракции излучения на СДЛ. Расчет интенсивности в фокальной плоскости проводился в приближении Кирхгофа-Френеля. Амплитуда дифрагированного поля в каждой точке находилась как сумма амплитуд полей, дифрагированных на каждой из зон СДЛ. Поглощение подложки учитывается в виде дополнительного амплитудного коэффициента поглощения, зависящего от глубины профиля структуры СДЛ:

$\exp\left(-\frac{\chi d}{2}\right)$, $d(\rho)$ – толщина СДЛ в зависимости от радиальной координаты, χ – коэффициент поглощения материала подложки ($\chi = 2.35 \text{ мм}^{-1}$).

На рис. 4 приведены графики распределения интенсивности в фокусе дифракционной линзы без учета поглощения (сплошная линия) и с учетом поглощения в линзе (штриховая линия). Видно, что характер распределения не меняется, размер фокального пятна сохраняется. Поглощение проявляется в уменьшении пика интенсивности и мощности излучения в пятне и приводит к нагреву СДЛ, что обуславливает в свою очередь деформацию зон и последующее их раз-

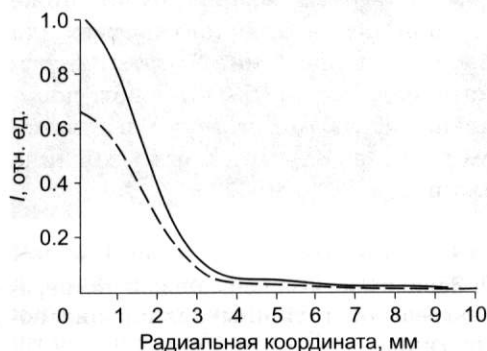


Рис. 4. Расчетное распределение интенсивности I в поперечном сечении каустики СДЛ с радиусом апертуры, равным 37.9 мм, и фокусным расстоянием 800 мм.

Сплошная линия – расчет без учета поглощения, штриховая – с учетом поглощения в материале СДЛ. По оси абсцисс отложено расстояние (в мм) от оптической оси.

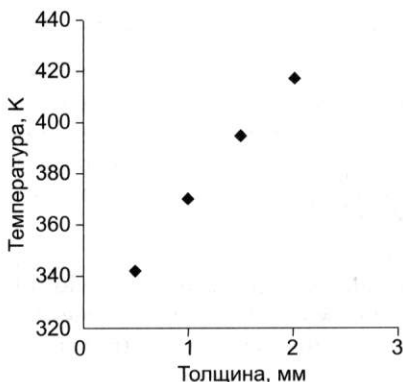
рушение. Аберрации, порожденные нагревом, становятся заметными на стадии деформации дифракционной структуры и приводят к искажениям фокального пятна.

2.5. Лучевая стойкость СДЛ

Используя известные [2] характеристики полипропилена, оценим допустимую мощность пучка СДЛ, при которой СДЛ, изготовленный из этого материала, начнет плавиться. При термодинамическом равновесии СДЛ плотность поглощенной мощности излучения равна конвекционному оттоку тепла от его поверхности. Согласно расчетам, поглощенная мощность составляет в интересующем нас диапазоне длин волн примерно 20 % (для толщины образца, равной 2 мм). За максимально допустимую температуру нагрева примем температуру плавления ($T = 120^\circ\text{C}$), а температуру окружающей среды положим равной $T_0 = 20^\circ\text{C}$. Тогда для интенсивности излучения I_0 в каждой точке поверхности справедливо соотношение: $0.2I_0 = 2\alpha(T - T_0)$, где коэффициент теплообмена $\alpha = 12 \text{ Вт/м}^2 \cdot ^\circ\text{C}$. Отсюда следует, что $I_0 = 12\,000 \text{ Вт/м}^2$. Полная допустимая мощность падающего излучения составит примерно 94 Вт, если считать пучок излучения с радиусом 50 мм однородным по сечению. Настоящим преимуществом СДЛ перед рефракционными является возможность изготавливать их на очень тонких подложках толщиной порядка 380 мкм. В этом случае ожидаемая лучевая стойкость будет выше оценочной.

Для более детального исследования тепловых эффектов, вызванных поглощением терагерцового излучения материалом подложки СДЛ, произведено численное моделирование температурного нагрева полипропиленовой пластины в зависимости от ее толщины при условии конвективного охлаждения в стационарном режиме. За основу расчетов была взята модель А. Ortega, описанная в [9].

Полученный в результате численного моделирования график зависимости максимальной температуры от толщины пластины (рис. 5) указывает на то, что в стационарном режиме облучения температура полипропиленовой пластины практически прямо пропорциональна ее толщине. При полной мощности падающего излучения 100 Вт, толщине пластины менее 0.5 мм и отсутствии дефектов поверхности, способных вызвать локальную



подфокусировку излучения, максимальная температура пластины будет ниже 50°C , что не превышает критических для полипропилена значений. То есть плавление материала и деформация зон полипропиленовой ДЛ отсутствуют в стационарном режиме облучения, если толщина подложки менее 0.5 мм.

Рис. 5. Зависимость максимальной температуры нагрева от толщины полипропиленовой пластины.

3. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОПУСКАЮЩИХ СДЭ

3.1. Основание разработки

Технология изготовления СДЭ из листового полипропилена разработана на основе ГОСТ 26996-86 [10]. Изготовление производилось методом горячей вакуумной штамповки. Общий вид комплекта деталей вакуумированной камеры, пресс-формы для штамповки и образец СДЛ представлены на рис. 6.

3.2. Пресс-матрица

Для воспроизведения киноформного профиля в полипропиленовой подложке разработана специальная биметаллическая пресс-матрица (см. рис. 6). Основание матрицы изготовлено из углеродистой стали 40Х, что придает конструкции жесткость, а рабочая поверхность изготовлена из никеля марки Н0, что значительно облегчает и удешевляет ее обработку. На рис. 7 показана фотография разреза биметаллической матрицы, полученной путем сварки взрывом в Институте гидродинамики СО РАН. Киноформный рельеф на поверхности пресс-матрицы изготавливался методом алмазного точения на станке с ЧПУ.

Профиль поверхности пресс-матрицы вычисляется путем обращения фазовой функции пропускания СДЛ. Структура поверхности пресс-матрицы представляет собой коаксиальные кольца, содержащие в себе по две зоны Френеля. Расчет профиля поверхности проводится в среде программирования MathSoft MathCAD. Фокусное расстояние СДЛ (F), длина волны излучения (λ) и рабочий диаметр СДЛ задаются изначально. Глубина профиля P в каждой точке поверхности рассчитывается согласно формуле (1), которая определяет также алгоритм управления инструментом для нарезания профиля пресс-матрицы.

Допустимые погрешности изготовления определяются требованиями малости искажений формируемого волнового фронта в сравнении с длиной волны излучения, а именно: допустимая погрешность местоположения границы зоны не должна превышать 5 мкм, допустимые неровности по



Рис. 6. Общий вид комплекта деталей вакуумированной камеры, пресс-матрица для штамповки и образец СДЛ.



Рис. 7. Фотография разреза биметаллической матрицы.

полю – 2 мкм. Перечисленные погрешности не препятствуют достижению оптического качества фокусировки СДЛ с числом Штреля не менее 0.97, если профиль поверхности пресс-матрицы воспроизведен в подложке без искажений.

Асферические СДЛ имеют монотонную фазовую функцию, содержащую полиномы от радиальной координаты порядка выше второго. Это приводит к тому, что ширина зон на краю сужается и возникают более жесткие ограничения на допустимые погрешности изготовления. Однако, если числовая апертура асферических СДЛ ~ 0.95 и рабочая длина волны не менее 130 мкм, то указанные выше погрешности являются допустимыми.

Технологические ограничения процесса алмазного точения, влияющие на оптические характеристики СДЛ, связаны прежде всего с наличием обратного ската в профиле поверхности пресс-матрицы, с ее шероховатостью и коническими дефектами в центре. Крутизна обратного ската связана с углом заточки резца. Образующийся обратный скат размером ~ 50 мкм приводит к падению дифракционной эффективности краевых зон СДЛ, достигающей 50 %, в то время как характерные значения ширины зон СДЛ составляют ~ 60 мкм...10 мм. Наличие обратного ската не сказывается на размерах фокального пятна, но может снизить общую дифракционную эффективность СДЛ примерно на 15 %. Конические (или сферические) дефекты поверхности пресс-матрицы и ее шероховатость повторяются в рельефе СДЛ, что в свою очередь может приводить к фокусировке излучения вблизи отдельных участков поверхности СДЛ, локальному повышению температуры и снижению лучевой стойкости СДЛ. Рис. 8 иллюстрирует этот процесс.

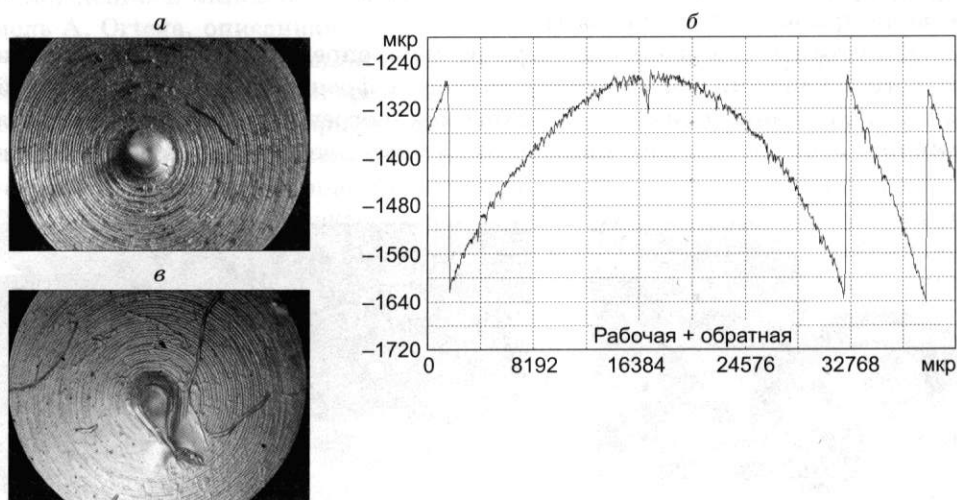


Рис. 8. Дефект поверхности матрицы и его последствия:

a – дефект в центре матрицы; *б* – профилограмма центральной зоны линзы; *в* – термическое повреждение линзы в области возникшего фокона (расплав и вытекание материала).

Таблица 2

Усредненные результаты замеров шероховатости пресс-матрицы

Средняя шероховатость в радиальном направлении	<i>Ra</i> 0.54 мкм
Диапазон изменения	<i>Ra</i> [0.08...1.15]
Средняя шероховатость в радиальном направлении	<i>Rz</i> 1.46 мкм
Диапазон изменения	<i>Rz</i> [0.87...5.12]
Средняя шероховатость в окружном направлении	<i>Ra</i> 0.323 мкм
Диапазон изменения	<i>Ra</i> [0.05...0.45]
Средняя шероховатость в радиальном направлении	<i>Rz</i> 0.661 мкм
Диапазон изменения	<i>Rz</i> [0.18...1.51]

Метрологическое исследование рабочей поверхности пресс-матрицы выполнялось на приборе Mu-surf фирмы «Nanofocus AG». Киноформный профиль рассчитывался для СДЛ с фокусным расстоянием $F = 200$ мм, рабочим диаметром 80 мм и для рабочей длины волны 220 мкм. Отклонение профиля от расчетного в центре детали представляет особый интерес, поскольку именно здесь возможно появление дефектов типа «выступающий конус» или «сфера». Сканирование центра детали размером 0.8×0.8 мкм с точностью сканирования 0.1 мкм выявило, что максимальное отклонение профиля от расчетного не превышает 5 мкм. Максимальное отклонение профиля в первой киноформной зоне от теоретического составило 13.1 мкм при точности сканирования 1 мкм. На периферии рабочей поверхности наибольшее отклонение составило 25 мкм. Шероховатость поверхности определялась в различных точках поверхности в трех зонах. После точения свойства поверхности отличаются в радиальном и окружном направлениях, поэтому замеры шероховатости проводились отдельно в двух направлениях. Усредненные результаты приведены в табл. 2.

3.3. Полимерные материалы для СДЛ

Среди различных полимеров существует несколько материалов, обладающих хорошим пропусканием при относительно низком отражении в терагерцовом диапазоне. К ним относятся полиэтилен высокой плотности, полипропилен, политетрафторэтилен (тефлон) и ТРХ (полиметилпентен) [11]. При больших длинах волн спектр пропускания этих материалов гладкий и без пиков поглощения. При более коротких длинах волн, в основном до 200 мкм, появляются характерные полосы внутренних колебаний, и из-за неоднородностей возрастает внутреннее рассеяние. У всех полимеров уменьшается пропускание при уменьшении рабочей длины волны. В наших экспериментах использовался полипропилен. Плотность полипропилена составляет ~ 0.9 г/см³, что является наименьшим значением вообще для всех пластмасс, он стоек к истиранию, почти не подвергается коррозионному растрескиванию. Чистый изотактический полипропилен плавится при 176 °С. Максимальная температура эксплуатации полипропилена 120–140 °С. Подробное описание этого полимера приведено, например, в [10, 11]. В рабочем диапазоне длин волн пропускание полипропилена превышает 80 %.

В работе исследовались возможности прессования дифракционных элементов из полиуретана, поликарбоната, полипропилена и конструкционного органического стекла. Однако наилучшие результаты были получены с образцами полипропилена. СДЛ изготавливались из листового полипропилена, произведенного ЗАО «КВ-Сервис» (г. Новосибирск). Данный полипропилен изготовлен по методике приготовления марки 30 по ГОСТ 26996-86 и обладает наименьшим коэффициентом поглощения из всех протестированных образцов. Используемые образцы представляли собой листы толщиной 0.5 и 0.9 мм.

3.4. Горячая вакуумная штамповка

Для создания необходимых давлений в процессе штамповки использовался гидравлический пресс П474А. Неизменность температуры в процессе прессования поддерживалась специально созданной системой терморегуляции из трех ПИД-регуляторов ОВЕН ТРМ 101-ТР, два из которых использовались для поддержания температуры пластин пресса, а третий выполнял функцию контрольного прибора. Вакуумная форма откачивалась форвакуумным насосом в течение всего процесса штамповки.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК СДЛ

4.1. Параметры СДЛ

Фотографии изготовленных СДЛ диаметром 80 мм с фокусным расстоянием $F = 200$ мм для рабочей длины волны 220 мкм приведены на рис. 9.

Киноформный профиль повторялся в полипропилене с хорошим качеством. Микрофотографии поверхности СДЛ позволяют судить о качестве отиска. На рис. 10, а приведена фотография внешней части границы зоны Френеля. Хорошо различимы следы резца токарного станка, что свидетельствует о хорошей точности отиска пресс-матрицы на полипропиленовой основе. Фотография внутренней части границы зоны Френеля приведена на рис. 10, б. Следы резца токарного станка так же хорошо различимы, как и на предыдущем снимке. Это свидетельствует о полной глубине передачи профиля с пресс-матрицы в полипропилен. На рис. 10, в представлена фотография центра дифракционной линзы. Центр линзы имеет профиль более пологий, чем границы зон, поэтому следы токарного резца не так хорошо различимы. Также на рис. 10, а-в заметна шероховатость поверхности.

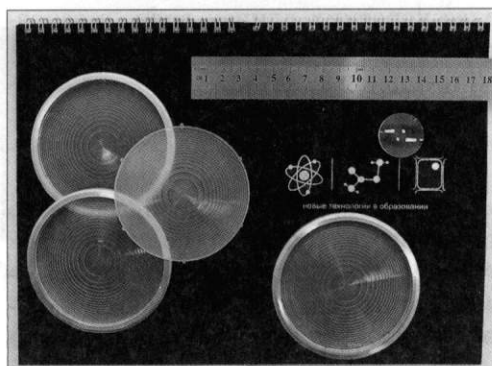


Рис. 9. Фотография СДЛ.

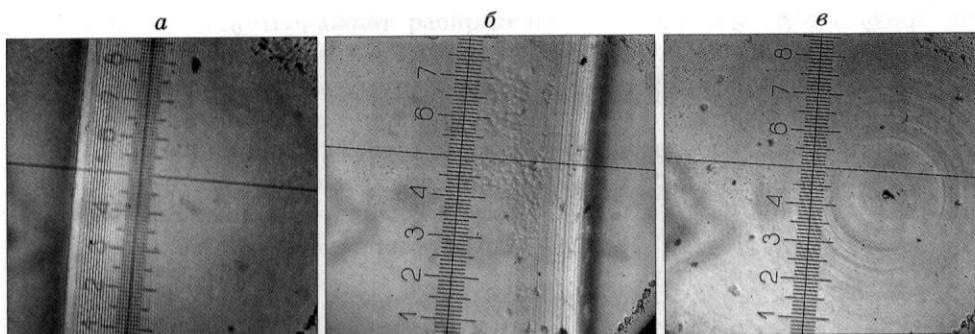


Рис. 10. Микрофотографии поверхности СДЛ.

4.2. Экспериментальное исследование оптических характеристик СДЭ

Исследование оптических характеристик созданных СДЛ осуществлялось на одной из рабочих станций ЛСЭ. Излучение терагерцового диапазона из выводного окна подводится на металлическое зеркало, которое направляет излучение на поляризатор, с помощью которого устанавливается необходимый уровень мощности излучения. За поляризатором на оси пучка располагается исследуемая СДЛ. Для коммутации излучения используется подвижный алюминиевый экран, закрепленный непосредственно после выводного окна. Температура образца измеряется контактным термометром при закрытом экране. Регистрация излучения в фокальной области СДЛ осуществляется с помощью специального люминесцентного экрана (рис. 11) или с помощью микроболюметра ФРА (рис. 12). Люминесцентный экран возбуждается ультрафиолетовым источником. Исследуемое излучение терагерцового диапазона производит тушение процесса люминесценции, причем эффективность тушения в каждой точке экрана пропорциональна падающей локальной мощности излучения терагерцового диапазона. Изменения интенсивности люминесценции вещества экрана регистрируются с помощью цифровой камеры. Показана картина гашения люминесценции пучком ЛСЭ (см. рис. 11, а), фокальным пятном СДЛ (см. рис. 11, б). Результаты измерения профиля гашения люминесценции, полученные в фокальной плоскости линзы (сплошная линия) после соответствующих обчислений цифровых изображений, и стандартное гауссовское распределение (точечная линия) приведены на рис. 11, в. Измеренный диаметр фокального пятна (на уровне $1/e^2$) равен 0.7 мм. При частичном заполнении светового диаметра линзы излучением наблюдается уширение пятна.

СДЛ нагревается до температуры 40 °С в режиме длительного непрерывного облучения в пучке излучения мощностью 30 Вт, что согласуется с результатами математического моделирования процесса, представленными выше. СДЛ может быть использована в пучках мощностью до 100 Вт.

В пучке ЛСЭ мощностью более 100 Вт начинает проявляться ограниченная лучевая стойкость материала. Если время воздействия излучения превышает 5.5 мин, то наблюдаются локальные оплавления дефектов эле-

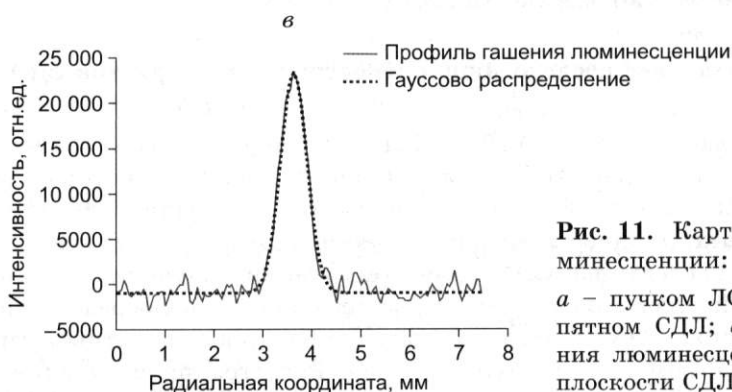
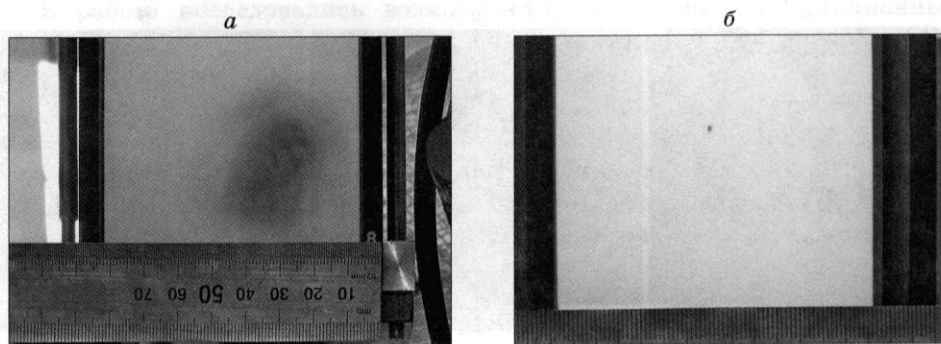


Рис. 11. Картина гашения люминесценции:

a – пучком ЛСЭ; *б* – фокальным пятном СДЛ; *в* – профиль гашения люминесценции в фокальной плоскости СДЛ.

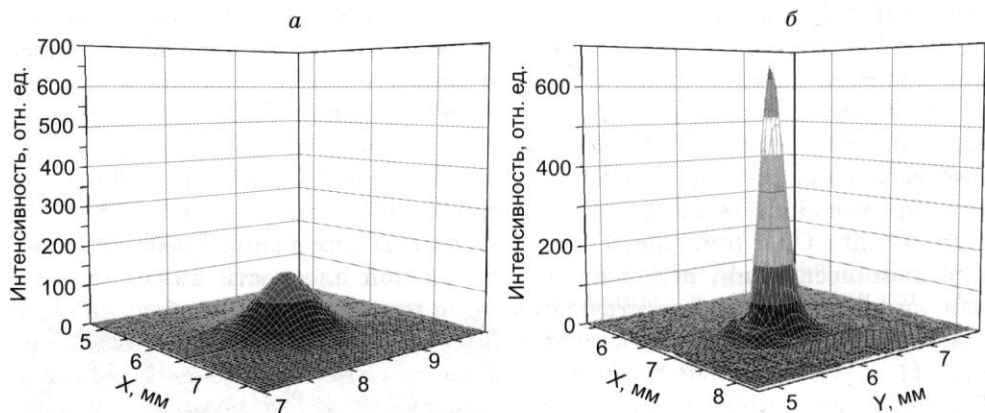


Рис. 12. Распределения излучения ЛСЭ в фокальной плоскости СДЛ с фокусом 160 мм (*a*) и фокусом 80 мм (*б*), записанные микроболлометром ФРА.

ментов структуры ДЭ, образованных шероховатостью и дефектами поверхности стальной матрицы пресс-формы, размеры которых превышают допустимые. Существенной деградации пятна фокусировки при этом не наблюдается.

Рисунок 12 отображает распределения излучения ЛСЭ в фокальных плоскостях для СДЛ с $f = 160$ мм и $f = 80$ мм на длине волны 0.13 мм, записанные с помощью микроболометра FPA [12]. Диаметр пятна по уровню $1/e^2$ равен 0.7 мм для $f = 160$ мм и 0.29 мм для $f = 80$ мм.

Дифракционная эффективность определялась как отношение мощности узкого пучка излучения, отклоненного в первый порядок дифракции к полной прошедшей мощности. Величина дифракционной эффективности варьировалась по поверхности СДЛ, и усредненное значение составило 89 %.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для управления фронтом мощного терагерцового лазерного излучения разработана технология изготовления широкоапертурных пропускающих дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с высокой лучевой стойкостью.

Технология изготовления высокоэффективных дифракционных пропускающих линз для излучения лазера на свободных электронах (ЛСЭ) базируется на применении специализированных биметаллических матриц в пресс-формах, с помощью которых методом горячего прессования в вакуумированной камере создаются из химически чистого листового полипропилена ДОЭ с высокой лучевой стойкостью. Заданный профиль поверхности биметаллических матриц формировался методом алмазного точения.

Разработанная технология позволяет изготавливать специализированные дифракционные линзы с заданными характеристиками для высокоинтенсивного терагерцового излучения, в том числе специализированных дифракционных линз (СДЛ), ширина внешней зоны которых сравнима с длиной волны терагерцового диапазона ($\lambda \sim 0.1-0.2$ мм). Отработка технологии вакуумной штамповки ДОЭ позволила избежать проблем, связанных с закипанием полипропилена при прессовании путем разработки новой системы термостабилизации.

Численное моделирование совместно с экспериментами по тепловой стойкости позволило рассчитать предельно допустимую толщину дифракционной линзы, которая составила 0.5 мм при мощности излучения менее 100 Вт.

Создан модельный ряд киноформных линз для заданных значений длин волн, в том числе высококачественных короткофокусных ДОЭ, у которых размер внешних зон сравним с длиной волны терагерцового излучения.

В результате исследования оптических характеристик изготовленных элементов выявлено, что профиль распределения интенсивности в фокусе близок к теоретическому, диаметр пятна фокусировки этих элементов превышает дифракционный предел примерно на 17–25 %, что может быть связано главным образом с хроматической аберрацией СДЛ из-за конечной ширины спектра излучения. Усредненное значение дифракционной эффективности составило 89 %.

Оптимизация и доработка созданной технологии позволят оснащать рабочие станции ЛСЭ специализированными селективными дифракцион-

ными элементами с высокой лучевой стойкостью. Это даст возможность экспериментаторам управлять фронтом мощного терагерцового лазерного излучения (сферическая и цилиндрическая фокусировка, пятно с заданным распределением интенсивности и заданной геометрии в пространстве и т. д.) при проведении различных исследований на рабочих станциях ЛСЭ.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотруднику ИЯФ СО РАН В.В. Герасимову за содействие в проведении экспериментов на ЛСЭ СО РАН и генеральному директору АНОН КИЦ КП «Алмаз» В.С. Горохову за выполнение работ по изготовлению пресс-матрицы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Bolotin V.P., Vinokurov N.A., Kayran D.A. et al. Status of the Novosibirsk terahertz FEL // Nuclear Instrument and Methods in Physics Research. 2005. A 543. P. 81–84.
- [2]. Князев Б.А., Черкасский В.С. Отражающие дифракционные оптические элементы и их применение для управления излучением терагерцового лазера на свободных электронах // Вестн. НГУ. Серия: Физика. 2006. Т. 1, вып. 2. С. 3–20.
- [3]. Vedernikov V.M., Dutov P.M., Knyasev B.A., Palchikova I.G. et al. Transmissive diffractive elements for the terahertz spectral range // Proc. ISMTII-2009 (The 9th Intern. Symp. on Measurement Technology and Intelligent Instruments). St.-Petersburg, Russia, 29 June–2 July, 2009. Publ. by D.S. Rozhdestvensky Optical Soc., Russia. Vol. 2. P. 2-366–2-370.
- [4]. Koronkevich V.P., Palchikova I.G. Modern zone plates // Optoelectronics, Instrumentation & Data Processing. 1992. No. 1. P. 86–101.
- [5]. Методы компьютерной оптики / Под ред. В.А. Соифера. М.: Физматлит, 2000. 688 с.
- [6]. Минин И.В., Минин О.В. Дифракционная квазиоптика. М.: НПО «Информация и технико-экономические исследования», 1992. 180 с.
- [7]. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
- [8]. Palchikova I.G., Rautian S.G. The diffractive power of a diaphragm // Optics Communications. 2000. Vol. 174. P. 1–5.
- [9]. Ortega A. Air cooling of electronics: A personal perspective 1981–2001 // Presentation material, IEEE SEMITHERM Symp. 2002.
- [10]. Полипропилен и сополимеры пропилена. Технические условия. Изд. офиц. М.: ИПК Изд-во стандартов, 2002.
- [11]. http://www.tydex.ru/products/products6/thz_materials.html
- [12]. Dem'yanenko M.A., Esaev D.G., Knyazev B.A., Kulipanov G.N., Vinokurov N.A. Imaging with a 90 frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92. 131116.