

УДК 681.7 : 535.4

## ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В. М. Ведерников<sup>1</sup>, П. М. Дутов<sup>1</sup>, А. И. Кокарев<sup>1</sup>, В. П. Кирьянов<sup>1</sup>,  
Б. А. Князев<sup>2,3</sup>, В. Г. Никитин<sup>1</sup>, И. Г. Пальчикова<sup>1,3</sup>, А. Р. Саметов<sup>1</sup>,  
М. Ф. Ступак<sup>1,3</sup>, Ю. В. Чугуй<sup>1,3</sup>, В. В. Чуканов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук  
Конструкторско-технологический институт научного приборостроения  
Сибирского отделения РАН,  
630058, г. Новосибирск, ул. Русская, 41  
E-mail: chugui@tdisie.nsc.ru

<sup>2</sup> Учреждение Российской академии наук  
Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

<sup>3</sup> Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования  
«Новосибирский государственный университет»,  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Определены границы применимости геометрооптических методов расчёта дифракционных оптических элементов для случая излучения терагерцового диапазона. Рассмотрено использование метода горячего прессования в вакуумированных камерах при изготовлении полимерных дифракционных элементов пропускающего типа, предназначенных для управления излучением терагерцового диапазона. Оценено влияние поглощения излучения на размеры фокального пятна и лучевая стойкость элементов. Экспериментальное исследование оптических характеристик дифракционных линз, изготовленных в полипропилене, выявило 17-процентные отличия от дифракционного предела.

*Ключевые слова:* дифракционные оптические элементы, лазер на свободных электронах, терагерцовое излучение, полипропилен.

**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 используются массивные внеосевые параболические зеркала. Однако возможности зеркал при формировании фокальных областей с заданным распределением интенсивности весьма ограничены. Одним из наиболее перспективных направлений развития терагерцовой оптики является широкое применение компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов [1]. Эти элементы представляют собой тонкие рельефные структуры, которые способны как фокусировать излучение в каустики различного типа, так и преобразовывать волновые фронты. Потенциальные возможности и характеристики специальных дифракционных элементов (СДЭ) для терагерцового излучения во многом будут определяться технологией изготовления, которая находится в стадии разработки [2, 3].

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) [4] в составе рабочих станций Сибирского центра фотохимических исследований и технологий СО РАН. Излучение ЛСЭ имеет диаметр пучка  $\sim 100$  мкм и длительность импульса  $\sim 70$  пс. Рабочая длина волны ЛСЭ перестраивается в диапазоне 0,12–0,22 мм. Длина когерентности

излучения превышает длину волны примерно в 50–300 раз и равна  $\sim(1-3)$  см, что соответствует длине импульса. При такой длине когерентности возможно использование СДЭ. В то же время 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 её предпочтительной для этого диапазона.

Цель данной работы — создание СДЭ терагерцового диапазона пропускающего типа с гладким профилем в пределах одной киноформной зоны, отличных от СДЭ из [3]: обсуждаются вопросы применимости стандартных алгоритмов для расчёта СДЭ; анализируются особенности функционирования СДЭ терагерцового диапазона и рассматриваются возможности предлагаемой технологии изготовления; представляются результаты работ по адаптации метода горячего прессования СДЭ из листовых материалов (полипропилена) в вакууммированной камере, а также результаты экспериментального исследования характеристик изготовленных специализированных дифракционных линз (СДЛ).

**1. Особенности расчёта и функционирования дифракционных линз терагерцового диапазона** обусловлены рабочим спектральным диапазоном излучения, который для ЛСЭ составляет 0,12–0,22 мм, и существенным поглощением излучения в подложке, т. е. рабочие длины волн терагерцового и видимого излучений 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 расчётах дифракционных элементов [5–7].

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

Уравнение высоты рельефа  $h(r)$  (см. рис. 1) в приближении «тонкого» оптического элемента имеет вид [6]

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

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

$$H(\lambda) = \lambda/(n-1) \quad (2)$$

— максимальная высота рельефа, которая зависит от показателя преломления  $n$  материала подложки и имеет величину порядка рабочей длины волны  $\lambda$ ;  $\varphi(r)$  — фазовая функция

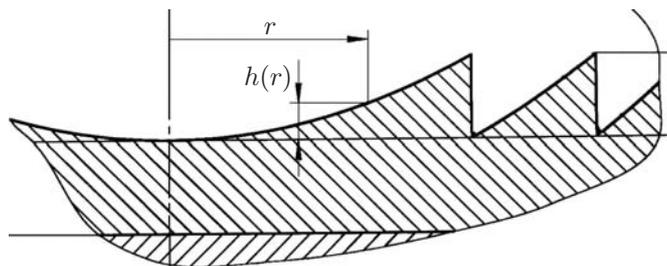


Рис. 1. Сечение специализированной дифракционной линзы

пропускания СДЭ;  $r$  — полярная радиальная координата в плоскости СДЛ, начало координат совпадает с центром структуры. Далее будем рассматривать СДЛ с фокусным расстоянием  $F$ , фокусирующие плоскую волну излучения в точку. Фазовая функция пропускания таких СДЛ с круговыми зонами имеет вид [5, 6]

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

После разложения правой части равенства (3) в ряд Тейлора получаем удобный для рассмотрения вид фазовой функции пропускания:

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

Условие  $\varphi(r) = 2\pi k$  определяет радиальные координаты границ киноформных зон СДЛ. Первое слагаемое в правой части формулы (4) существенно превалирует над остальными, если  $r/F < 1$ . Поэтому при оценивании характерных величин (см. далее), следуя общепринятым правилам [5, 6], ограничимся в формуле (4) полиномом второго порядка. В первом столбце табл. 1 указаны значимые величины длины волны  $\lambda$  излучения ЛСЭ, во втором приведены расчётные значения  $H(\lambda)$  максимальной высоты рельефа в полимерном материале с показателем преломления  $\sim 1,4$ , в третьем обозначены фокусные расстояния СДЛ, принимаемые в расчётах. В четвёртом столбце указано количество  $K$  рабочих киноформных зон, в пятом — соответствующий радиус  $R_K$  рабочего зрачка для СДЛ.

Из приведённых формул и данных табл. 1 следует, что высота 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  $R_K^2/(2F)$  и обратно пропорционально рабочей длине волны излучения.

Таблица 1

Характерные параметры СДЛ

$\lambda$ , мм	$H(\lambda)$ , мм	$F$ , мм	$K$	$R_K$ , мм	
0,130	0,325	200	1	7,2	
			3	12,5	
			5	16,1	
			10	22,8	
0,180	0,450		1	8,5	
			3	14,7	
			5	19,0	
			10	27,0	
0,220	0,550		1	9,4	
			3	16,2	
			5	21,0	
			10	30,0	
0,130	0,325		80	1	4,5
				3	7,7
				5	10,0
				10	14,1

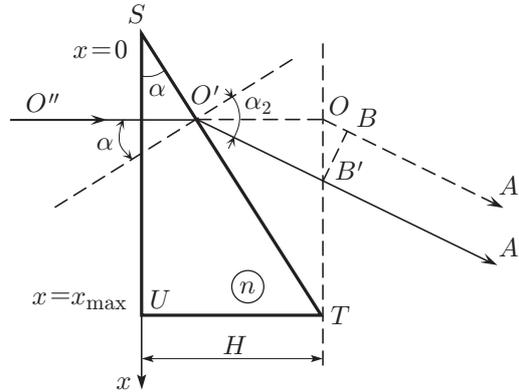


Рис. 2. Нормальное сечение  $UST$  одной киноформной зоны ДЛ. Ось  $x$  направлена перпендикулярно к границе зоны в точке  $S$ ;  $x_{\max}$  — координата следующей границы (ширина зоны);  $n$  — показатель преломления материала ДЛ; ход лучей обозначен как  $O''OA$  и  $O''O'B'A'$

1.2. СДЛ как «тонкий оптический элемент». Принимая во внимание значения величины  $H(\lambda)$ , проанализируем применимость понятия «тонкого оптического элемента» к дифракционной линзе с киноформным фазовым профилем. Как указано в [8], «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.

Проведём оценку 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 представлены на рис. 2. Примем, что киноформный профиль в пределах одной зоны хорошо аппроксимируется прямой и обеспечивает максимальный набег фазы  $2\pi$  в пределах ширины зоны  $x_{\max}$ . В приближении тонкого элемента расчёт зон выполняется для плоскости  $OT$ . В расчётах используется ход луча  $O''OA$ , т. е. высотой профиля  $h$  пренебрегают. Однако вследствие преломления на киноформном профиле в точке  $O'$  траектория луча изменяется (луч  $O''O'B'A'$ ). Точка выхода луча из ДЛ в плоскости  $OT$  смещается на величину  $OB'$ , что и является причиной появления погрешности приближения в виде не учитываемой в расчётах дополнительной разницы хода  $\Delta = OB$ .

Легко показать, что  $\Delta$  достигает максимума, если падающий луч проходит вблизи точки  $S$  ( $x = 0$ ), и выражается как

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

где  $\cos \alpha \approx \cos \alpha_2 \approx 1$ .

В большинстве случаев, представляющих интерес, выполняются соотношения

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

Используя (6), неучтённую разницу хода (5) запишем в виде

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

Наибольшую величину  $\Delta$  имеет на краю ДЛ. Для крайних зон ДЛ справедлива следующая оценка ширины киноформной зоны:

$$x_{\max} = r_{k+1} - r_k = \frac{\lambda F}{r_k},$$

где  $r_k$  — радиус  $k$ -й киноформной зоны, что позволяет привести (7) на краю рабочего зрачка к виду

$$\Delta = \frac{\lambda R_K}{(n-1)F} \quad (8)$$

(здесь по-прежнему  $R_K$  — радиус рабочего зрачка ДЛ).

Таким образом, дополнительная разница хода зависит прямо пропорционально от длины волны используемого излучения, радиуса зоны, для которой выполняется оценка, и обратно пропорционально от фокусного расстояния ДЛ. Выражение (8) позволяет оценить величину неучтённой разницы хода и целесообразность увеличения радиуса рабочего зрачка.

В частности, если  $F = 200$  мм,  $R_K = 40$  мм,  $n = 1,49$ ,  $\lambda = 0,22$  мм, то величина  $\Delta$  последней зоны на краю ДЛ составит 0,0898, т. е. примерно  $\lambda/2,45$ .

1.3. *Местоположение фокуса СДЛ.* Следующим параметром, требующим дополнительного рассмотрения, является количество  $N$  зон Френеля [6] на рабочем зрачке. Величина  $N$  обратно пропорциональна длине волны излучения:

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

где обозначение  $\left] * \right[$  используется для целой части числа.

Из выражения (9) и табл. 1 следует, что если рабочий зрачок и фокусное расстояние СДЛ сопоставимы с таковыми для ДЛ видимого диапазона, то количество рабочих зон Френеля на СДЛ уменьшается приблизительно в 1000 раз. Например, в пучке излучения диаметром 25–30 мм работает около шести зон Френеля. Это означает, что необходимо учитывать дифракционный сдвиг фокуса [9] и местоположение максимума интенсивности на оптической оси  $F_d$  рассчитывать по формуле Раутиана — Пальчиковой:

$$\frac{1}{F_d} = \frac{1}{F} + \Phi_d, \quad (10)$$

где  $F$  — геометрооптическое фокусное расстояние ДЛ;  $F_d$  — фокусное расстояние ДЛ с учётом дифракционных эффектов;  $\Phi_d$  — дифракционная оптическая сила:

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

постоянные коэффициенты имеют следующие значения:  $b = 1,21585$ ;  $d = 1,25155$ ;  $c = d - b = 0,03570$ .

Относительный сдвиг  $\delta F$  фокуса зависит только от  $N$  и составляет

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

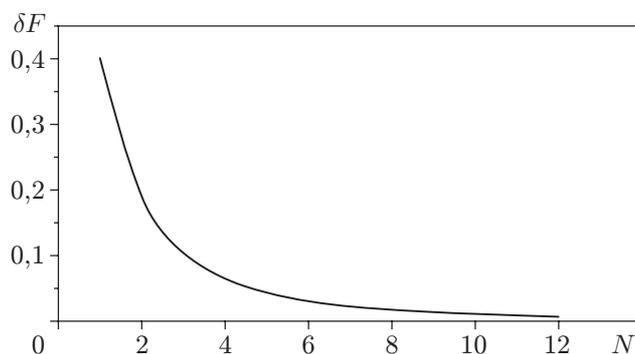


Рис. 3. График зависимости относительного сдвига  $\delta F$  фокуса от количества  $N$  зон Френеля на рабочем зрачке ДЛ

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

1.4. *Каустика СДЛ*. Чтобы выявить влияние равномерного поглощения излучения в материале СДЛ на распределение интенсивности в каустике, проведено численное моделирование дифракции излучения на СДЛ. Расчёт 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 высоты профиля структуры СДЛ:  $\exp\left(-\frac{\chi d}{2}\right)$  ( $d$  — толщина СДЛ, которая зависит от радиальной координаты,  $\chi$  — коэффициент поглощения материала подложки ( $\chi = 2,35 \text{ мм}^{-1}$ )).

Графики распределения интенсивности в фокусе дифракционной линзы без учёта и с учётом поглощения в линзе приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что учёт поглощения привёл к уменьшению интенсивности в фокальной точке, размер фокального пятна практически не изменился. Поглощение проявляется в уменьшении пика интенсивности и мощности излучения в пятне и приводит к нагреву СДЛ, что обуславливает, в свою оче-

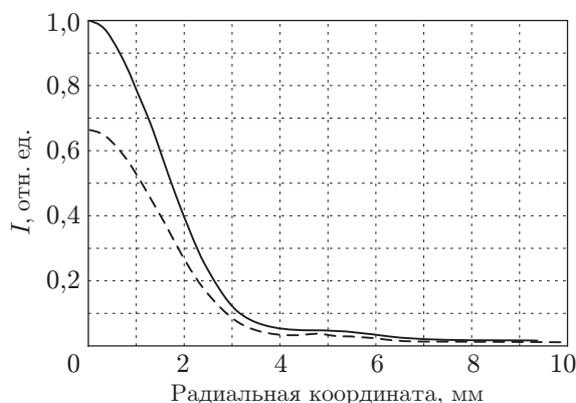


Рис. 4. Расчётное распределение интенсивности  $I$  в поперечном сечении каустики СДЛ с радиусом апертуры 37,9 мм и фокусным расстоянием 800 мм: расчёт без учёта поглощения (сплошная кривая) и с учётом поглощения в материале СДЛ (пунктирная кривая)

редь, деформацию зон и последующее их разрушение. Аберрации, порождённые нагревом, становятся заметными на стадии деформации дифракционной структуры и приводят к искажениям фокального пятна.

1.5. *Лучевая стойкость СДЛ.* Используя известные характеристики полиэтилена [2, 10], оценим допустимую мощность пучка СДЛ, изготовленной из этого материала, при которой линза начнёт плавиться. В условиях термодинамического равновесия СДЛ плотность поглощённой мощности излучения равна конвекционному оттоку тепла от её поверхности. Согласно [10] поглощённая мощность составляет в интересующем нас диапазоне длин волн примерно 20 % (для толщины образца 2 мм). За максимально допустимую температуру нагрева примем температуру плавления ( $T = 120\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), а температуру окружающей среды —  $T_0 = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ . 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  $I_0 = 12000\text{ Вт/м}^2$ . Полная допустимая мощность падающего излучения составит примерно 94 Вт, если считать пучок излучения радиусом 50 мм однородным по сечению. 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, проведено численное моделирование температурного нагрева полипропиленовой пластины в зависимости от её толщины при условии конвективного охлаждения в стационарном режиме. Интенсивность падающего излучения, принимаемая в расчётах, варьировалась. За основу расчётов была взята модель А. Ортега, описанная в [11].

Полученный в результате численного моделирования график зависимости максимальной температуры от толщины пластины, приведённый на рис. 5, указывает на то, что в стационарном режиме облучения температура полипропиленовой пластины практически прямо пропорциональна её 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  $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ , что не превышает критических для полипропилена значений, т. е. в стационарном режиме облучения плавление материала и деформация зон полипропиленовой ДЛ отсутствует.

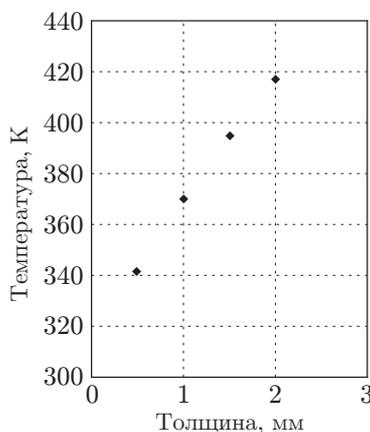


Рис. 5. Зависимость максимальной температуры нагрева от толщины полипропиленовой пластины



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

**2. Технология изготовления пропускающих СДЭ.** 2.1. *Основа разработки.* Технология изготовления СДЭ из листового полипропилена разработана на основе ГОСТ 26996-86 [12] с применением метода горячей вакуумной штамповки (рис. 6).

2.2. *Пресс-матрица.* Для воспроизведения киноформного профиля в полипропиленовой подложке создана специальная биметаллическая пресс-матрица. Основание матрицы выполнено из углеродистой стали 40Х, что придаёт конструкции жёсткость, а рабочая поверхность — из никеля марки Н0, это значительно облегчает и удешевляет её обработку. Биметаллическая матрица получена путём сварки взрывом в Институте гидродинамики СО РАН (рис. 7). Киноформный рельеф на поверхности пресс-матрицы создавался методом алмазного точения на станке с ЧПУ.

Профиль поверхности пресс-матрицы вычисляется путём обращения фазовой функции пропускания СДЛ. Структура поверхности пресс-матрицы представляет собой коаксиальные кольца, содержащие по две зоны Френеля. Расчёт профиля поверхности проводится в среде программирования MathCAD (MathSoft Inc.). Фокусное расстояние СДЛ  $F$ , длина волны излучения  $\lambda$  и рабочий диаметр СДЛ являются входными данными. Высота профиля  $h(r)$  в каждой точке поверхности рассчитывается согласно формуле (1), которая задаёт 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: погрешность местоположения границы зоны не должна превышать 5 мкм, неровности по полю — 2 мкм. Перечисленные погрешности не препятствуют достижению оптического качества фокусировки СДЛ с числом Штреля не менее 0,97, если профиль поверхности пресс-матрицы воспроизведён в подложке без искажений.

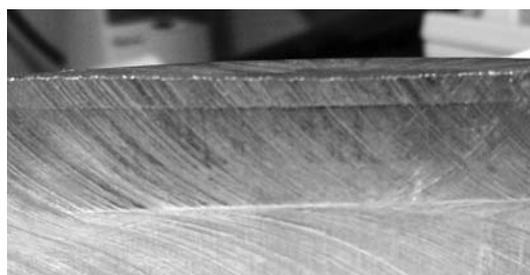


Рис. 7. Разрез биметаллической матрицы

Асферические СДЛ имеют монотонную фазовую функцию, содержащую полиномы от радиальной координаты выше второго порядка. Это приводит к тому, что ширина зон на краю сужается и возникают более жёсткие ограничения на допустимые погрешности изготовления.

Технологические ограничения процесса алмазного точения, влияющие на оптические характеристики СДЛ, связаны прежде всего с наличием обратного ската в профиле поверхности пресс-матрицы, с её шероховатостью и коническими дефектами в центре, а крутизна обратного ската — с углом заточки резца. Образующийся обратный скат размером  $\approx 50$  мкм приводит к падению дифракционной эффективности краевых зон СДЛ, достигающей 50 %. В то время как характерные значения ширины зон СДЛ составляют приблизительно 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 её 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.

Метрологическое исследование рабочей поверхности пресс-матрицы выполнялось на приборе Mu-surf фирмы "Nanofocus AG" (Германия). Киноформный профиль рассчиты-

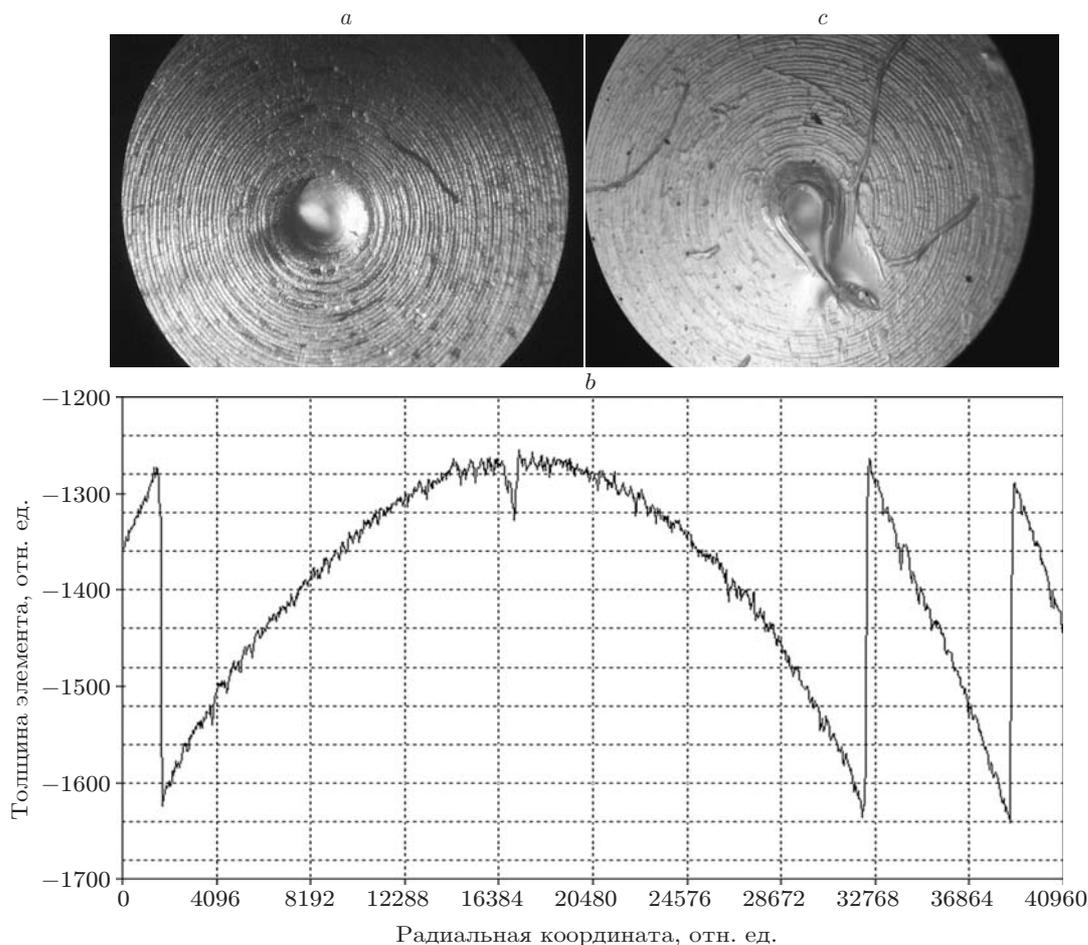


Рис. 8. Дефект поверхности матрицы и его последствия: *a* — дефект в центре матрицы; *b* — профилограмма центральной зоны СДЛ; *c* — термическое повреждение СДЛ в области возникшего фокуса (плавление и вытекание материала)

вался для СДЛ с  $F = 200$  мм, рабочим диаметром 80 мм и для рабочей длины волны 220 мкм. Отклонение профиля от расчётного в центре детали представляет особый интерес, поскольку именно здесь возможно появление дефектов типа выступающего конуса или сферы. Сканирование центра детали размером  $0,8 \times 0,8$  мкм с точностью 0,1 мкм выявило, что максимальное отклонение профиля от расчётного не превышает 5 мкм. Максимальное отклонение профиля в первой киноформной зоне от теоретического составило 13,1 мкм при погрешности сканирования 1 мкм. На периферии рабочей поверхности наибольшее отклонение равно 25 мкм. Шероховатость поверхности определялась в различных точках в трёх зонах. После алмазного точения свойства поверхности отличаются в радиальном и окружном направлениях, поэтому замеры шероховатости проводились отдельно в двух направлениях. Осреднённые результаты даны в табл. 2.

2.3. *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) [12]. При больших длинах волн спектр пропускания этих материалов гладкий и без пиков поглощения. При более коротких длинах волн (в основном до 200 микрон) 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  $\sim 0,90$  г/см<sup>3</sup>, что является наименьшим значением вообще для всех пластмасс, он стоек к истиранию, почти не подвергается коррозионному растрескиванию. Показатель преломления этого материала в рабочем диапазоне длин волн излучения равен  $\sim 1,49$ . Чистый изотактический полипропилен плавится при 176 °С, максимальная температура эксплуатации 120–140 °С. Подробное описание этого полимера приведено в [10, 12]. В рабочем диапазоне длин волн пропускание полипропилена превышает 80 %.

В предлагаемой работе исследовались возможности прессования дифракционных элементов из полиуретана, поликарбоната, полипропилена и конструкционного органического стекла. Однако наилучшие результаты были получены на образцах полипропилена. СДЛ изготавливались из листового полипропилена толщиной 0,5 и 0,9 мм, произведённого ЗАО «КВ-Сервис» (г. Новосибирск) по методике приготовления марки 30 (ГОСТ 26996-86), который показал наименьший коэффициент поглощения из всех протестированных образцов.

2.4. *Горячая вакуумная штамповка.* Для создания необходимых давлений в процессе штамповки применялся гидравлический пресс П474А. Стабильность температуры в процессе прессования поддерживалась специально созданной системой терморегуляции из трёх ПИД-регуляторов ОВЕН ТРМ 101-ТР, два из которых поддерживали температуру пластин пресса, а третий выполнял функцию контрольного прибора. Вакуумная камера откачивалась форвакуумным насосом в течение всего процесса штамповки.

Таблица 2

**Осреднённые результаты замеров  
шероховатости пресс-матрицы**

Направление измерений	Среднее значение шероховатости	
	$Ra$ , мкм	$Rz$ , мкм
Радиальное	0,540	1,460
Окружное	0,323	0,661

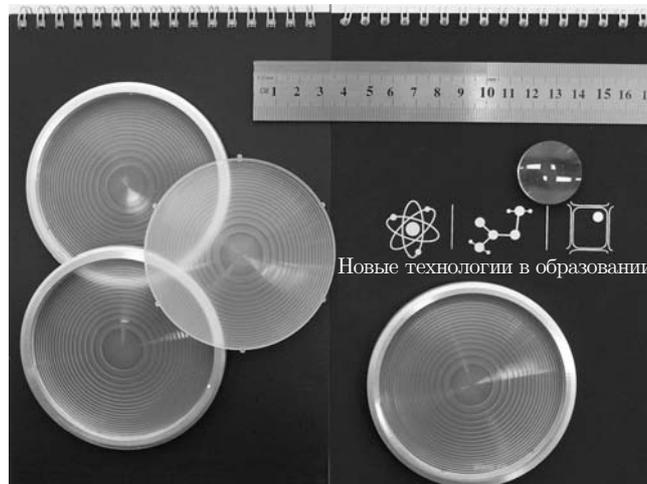


Рис. 9. Фотография СДЛ, заключённых и не заключённых в оправу. Рефракционная линза видимого диапазона с относительным отверстием, близким к таковому у СДЛ

**3. Результаты экспериментального изучения характеристик СДЛ.** 3.1. *Параметры СДЛ.* Фотографии изготовленных СДЛ с  $F = 200$  мм, рабочей длиной волны 220 мкм и диаметром 80 мм приведены на рис. 9.

Киноформный профиль повторялся в полипропилене с хорошим качеством. Микрофотографии поверхности СДЛ позволяют судить о качестве оттиска. Внешняя часть границы зоны Френеля представлена на рис. 10, *a*. Здесь хорошо различимы следы реза токарного станка, что указывает на высокую точность оттиска пресс-матрицы на полипропиленовой основе. Внутренняя часть границы зоны Френеля приведена на рис. 10, *b*. Следы реза токарного станка также хорошо различимы. Это свидетельствует о полной глубине передачи профиля с пресс-матрицы в полипропилен. Центр дифракционной линзы показан на рис. 10, *c*. Он имеет профиль, более пологий, чем границы зон, поэтому следы токарного реза не так хорошо различимы. На рис. 10, *a—c* заметна также шероховатость поверхности.

3.2. *Экспериментальное исследование оптических характеристик СДЭ* осуществлялось на одной из рабочих станций ЛСЭ. Излучение терагерцового диапазона из окна вывода направляется на металлическое зеркало, отражающее излучение на поляризатор, с помощью которого устанавливается необходимый уровень мощности излучения. За поляризатором по ходу лучей располагается изучаемая СДЛ, закреплённая на оси пучка.

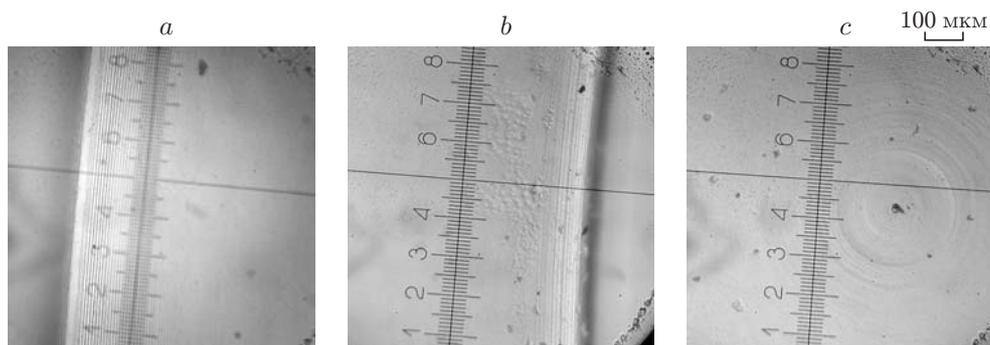


Рис. 10. Микрофотографии поверхности СДЛ

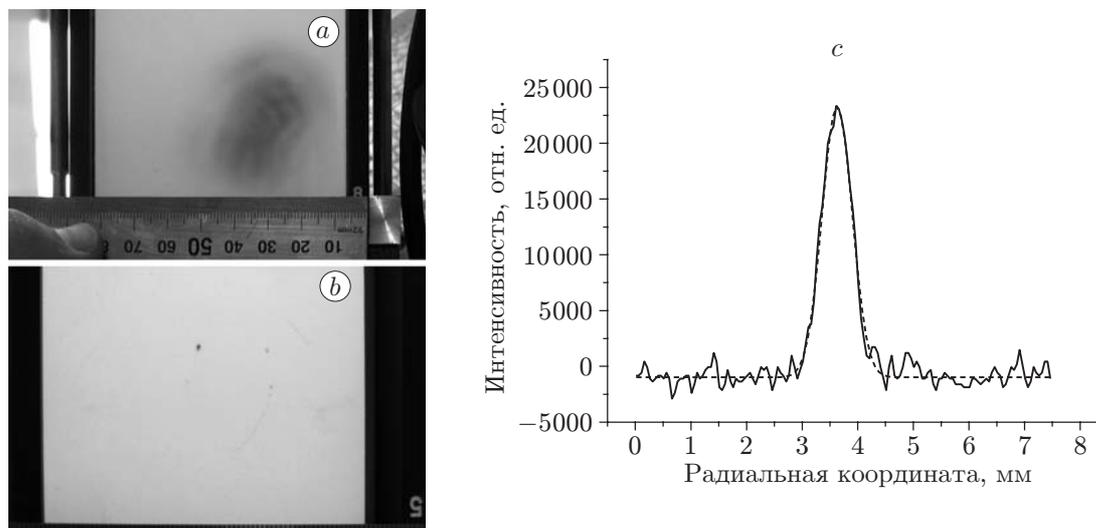


Рис. 11. Картина гашения люминесценции

Для коммутации излучения используется подвижный алюминиевый экран, находящийся непосредственно за окном вывода. Температура образца измеряется контактным термометром при закрытом экране. Регистрация излучения в фокальной области СДЛ осуществляется с помощью специального люминесцентного экрана, который возбуждается ультрафиолетовым источником. Исследуемое излучение терагерцового диапазона производит тушение процесса люминесценции, причём эффективность тушения в каждой точке экрана пропорциональна падающей локальной мощности излучения терагерцового диапазона. Изменения интенсивности люминесценции вещества экрана регистрируются с помощью цифровой камеры. На рис. 11, *a* показана картина гашения люминесценции пучком ЛСЭ, на рис. 11, *b* — фокальным пятном СДЛ. На рис. 11, *c* приведены результаты измерения профиля гашения люминесценции, полученные в фокальной плоскости линзы (сплошная линия) после соответствующих обчётов цифровых изображений, и стандартное гауссовское распределение (точечная линия). Измеренный радиус 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 элементов структуры ДЭ, образованных шероховатостью и дефектами поверхности стальной матрицы пресс-формы, размеры которых превышают допустимые. Существенной деградации пятна фокусировки при этом не наблюдается.

Дифракционная эффективность определялась как отношение мощности узкого пучка излучения (диаметром 8 мм), отклонённого в первый порядок дифракции, к полной прошедшей мощности. Величина дифракционной эффективности варьировалась по поверхности СДЛ, и усреднённое значение составило 89 %.

**Заключение.** Разработанная технология позволяет изготавливать СДЛ с заданными характеристиками для высокоинтенсивного терагерцового излучения, в том числе СДЛ,

ширина внешней зоны которых сравнима с длиной волны терагерцового диапазона. Отработка технологии вакуумной штамповки дифракционных оптических элементов позволила избежать проблем, связанных с закипанием полипропилена при прессовании с помощью разработанной 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.

В результате исследования оптических характеристик изготовленных элементов выявлено, что профиль распределения интенсивности в фокусе близок к теоретическому. Значения диаметра пятна фокусировки этих элементов превышают дифракционный предел примерно на 17–25 %, что связано, по-видимому, с хроматической аберрацией СДЛ из-за конечной ширины спектра излучения. Усреднённое значение дифракционной эффективности составило 89 %.

Оптимизация и доработка созданной технологии позволят оснастить рабочие станции ЛСЭ специализированными селективными дифракционными элементами с высокой лучевой стойкостью.

Авторы выражают благодарность сотруднику Института ядерной физики 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 обеспечение работ по изготовлению пресс-матрицы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Князев Б. А., Черкасский В. С.** Отражающие дифракционные оптические элементы и их применение для управления излучением терагерцового лазера на свободных электронах // Вестник НГУ. Сер. Физика. 2006. 1, вып. 2. С. 3–20.
2. **Vedernikov V. M., Dutov P. M., Knyasev B. A. et al.** Transmissive diffractive elements for the terahertz spectral range // Proc. of the Intern. Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments. Saint-Petersburg, 2009. Vol. 2. P. 2-366–2-370.  
URL: [http://ets.ifmo.ru:8101/tomasov/konferenc/AutoPlay/Docs/Volume\\_2/5\\_06.pdf](http://ets.ifmo.ru:8101/tomasov/konferenc/AutoPlay/Docs/Volume_2/5_06.pdf) (дата обращения: 08.08.2010).
3. **Walsby E. D., Alton J., Worrall C. et al.** Imprinted diffractive optics for terahertz radiation // Opt. Lett. 2007. 32, N 9. P. 1141–1143.
4. **Bolotin V. P., Vinokurov N. A., Kayran D. A. et al.** Status of the Novosibirsk terahertz FEL // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2005. 543. P. 81–85.
5. **Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г.** Современные зонные пластинки // Автометрия. 1992. № 1. С. 85–100.
6. **Методы компьютерной оптики** /Под ред. В. А. Соффера. М.: Физматлит, 2000. 688 с.
7. **Минин И. В., Минин О. В.** Дифракционная квазиоптика. М.: НПО «Информация и технико-экономические исследования», 1992. 180 с.
8. **Гудмен Дж.** Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
9. **Palchikova I. G., Rautian S. G.** The diffractive optical power of a diaphragm // Opt. Commun. 2000. 174, N 1–4. P. 1–5.
10. **Терагерцовые материалы и компоненты** // [http://tydex.ru/products/thz\\_optics/thz\\_materials/](http://tydex.ru/products/thz_optics/thz_materials/) (дата обращения: 1.07.2009).

11. **Ortega A., Urdaneta M., Dogruoz M. B.** Experiments and modeling of the heat transfer of in-line square pin fin heat sinks with top by-pass flow // ASME'2002 Intern. Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE'2002). New Orleans, USA, 2002. Vol. 7. P. 195–206.
12. **ГОСТ 26996-86.** Полипропилен и сополимеры пропилена. Технические условия. М.: ИПК Изд-во стандартов, 2002. 36 с.

*Поступила в редакцию 2 апреля 2010 г.*

---