

## ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 535.4 : 621.317

### ДИФРАКЦИОННЫЕ АТТЕНЮАТОРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: МЕТОД ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ\*

А. Г. Полещук, А. Р. Саметов, В. В. Донцова, Р. В. Шиманский

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: poleshchuk.a.g@iae.nsk.su*

Приводятся результаты теоретического и экспериментального исследований нового класса дифракционных элементов нулевого порядка — дифракционных аттенюаторов оптического излучения с переменным пропусканием. Представлены результаты испытания дифракционных круговых аттенюаторов для длин волн 532 и 1064 нм с амплитудной и фазовой функциями пропускания. Обсуждаются методы изготовления аттенюаторов и рассматриваются характеристики экспериментальных образцов. Показано, что фазовые аттенюаторы в виде рельефных круговых дифракционных решёток с периодом от 2 до 6 мкм и переменной скважностью неселективны к поляризации и позволяют регулировать мощность излучения импульсных (в том числе фемтосекундных) и непрерывных лазеров в большом диапазоне ( $> 100$  раз).

*Ключевые слова:* дифракция, фазовые аттенюаторы, круговые дифракционные решётки, переменное пропускание, мощные лазеры.

**Введение.** Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) могут успешно заменять обычные классические компоненты в оптических приборах, а также значительно улучшать их эксплуатационные свойства и расширять области применения при одновременном снижении стоимости и трудоёмкости изготовления.

В дифракционной оптике обычно в качестве выходного используется первый или более высокие порядки дифракции. Дифракционные оптические элементы, работающие в нулевом порядке дифракции, изучены относительно мало, а их применение ограничено в основном цветными фильтрами [1], защитными знаками для кредитных карт [2], поляризаторами [3] и управлением коэффициентом преломления оптического материала [4].

Авторами данной работы был впервые предложен ещё один тип ДОЭ нулевого порядка — растринированные дифракционные элементы [5]. Нулевой порядок дифракции распространяется без углового отклонения и не имеет ограничения в дифракционной эффективности, что аналогично распространению света через обычные оптические элементы. Метод растринирования (halftone method) стал в настоящее время *de facto* стандартом при производстве ДОЭ с произвольным профилем [6, 7]. Идея растринирования также применена нами при создании дифракционных аттенюаторов (ДА) [8, 9]. Дифракционные решётки (ДР) для деления пучков использовались давно, например для ответвления части мощного лазерного излучения [10]. Однако развитие технологий изготовления ДОЭ [11] позволило создать фазовые ДА больших размеров со сложной топологией, обеспечивающей плавную регулировку пропускания. Такие ДА не поглощают оптическое излучение, а перераспределяют

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-01118-а) и Сибирского отделения РАН (междисциплинарный интеграционный проект № 112).

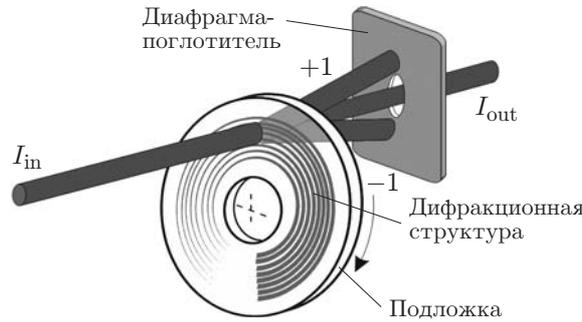


Рис. 1. Принцип работы ДА переменного пропускания

его по дифракционным порядкам. Фазовые ДА являются поляризационно-независимыми (в скалярном приближении) и обладают рядом уникальных свойств, таких как возможность плавной или ступенчатой регулировки лазерного излучения очень большой мощности [12] и фемтосекундной длительности [13].

В данной работе приводятся результаты анализа и исследования оптических свойств и характеристик амплитудных и фазовых ДА различных типов с переменным пропусканием.

**Принцип работы аттенюаторов.** Световой поток, проходя дифракционную решётку аттенюатора, разлагается в угловой спектр на ряд дифракционных порядков [14] (рис. 1). Нулевой порядок с интенсивностью  $I_{out}$  не изменяет направления распространения, а боковые дифракционные порядки с интенсивностью  $I_k$  распространяются под углами  $\sin \alpha_k = k\lambda/T$  к оптической оси, где  $k$  — номер дифракционного порядка,  $T$  — период штрихов решётки,  $\lambda$  — длина волны оптического излучения. Диафрагма с отверстием для пропускания излучения нулевого порядка и блокирования нерабочих порядков располагается на расстоянии  $l > D/\alpha_1$  ( $D$  — диаметр светового пучка и отверстия). Коэффициент пропускания светового потока ДА определяется выражением  $\eta = I_{out}/I_{in}$ . При повороте подложки с решёткой коэффициент пропускания меняется. Для регулировки излучения мощных лазеров диафрагма устанавливается на радиатор с воздушным или водяным охлаждением [8]. Один из боковых дифракционных порядков используется для контроля мощности оптического излучения. Следует отметить, что подложка ДА может быть очень тонкой (единицы и десятки микрон), достаточной лишь для поддержания штрихов ДР в пространстве.

В аттенюаторах применяются ДР разных типов: одномерные, двумерные, фазовые или амплитудные. Без учёта потерь на отражение в скалярном приближении ( $T \gg \lambda$ ) интенсивность излучения в нулевом ( $k = 0$ ) порядке дифракции  $I_{out}$  на выходе ДА с одномерной ДР прямоугольного профиля (рис. 2, а) определяется из выражения [9]

$$I_{out} = I_{in}[Q_1^2 t^2 + (1 - Q_1^2)^2 + 2tQ_1(1 - Q_1) \cos(\varphi)], \quad (1)$$

где  $Q_1 = d/T$  — скважность решётки;  $d$  — ширина штриха;  $t$  — амплитудный коэффициент пропускания штрихов решётки;  $\varphi = 2\pi h(n(\lambda) - 1)/\lambda$  — фазовый сдвиг, вносимый штрихами решётки;  $h$  и  $n(\lambda)$  — глубина рельефа штрихов и коэффициент преломления подложки аттенюатора на длине волны  $\lambda$  соответственно.

Выражение (1) справедливо и для кольцевой решётки, если размер светового пучка невелик (см. рис. 1). Для двумерной решётки с ячейками произвольной формы (рис. 2, б) пропускание описывается выражением [12]

$$I_{out} = I_{in} \left| \left( t \frac{S}{T^2} \right) \exp(i\varphi) + \left[ \frac{T^2 - S}{T^2} \right] \right|^2 = I_{in}[Q_2^2 t^2 + (1 - Q_2^2)^2 + 2tQ_2(1 - Q_2) \cos(\varphi)], \quad (2)$$

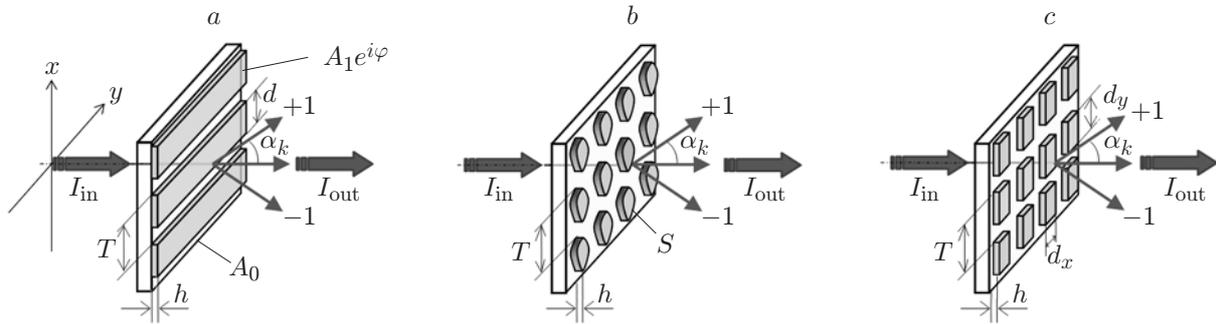


Рис. 2. Дифракция света на одномерной и двумерной решётках

где  $Q_2 = S/T^2$  — скважность двумерной решётки;  $S$  — площадь ячейки.

Из выражений (1) и (2) следует, что распределение интенсивности выходного излучения зависит от геометрических параметров штрихов решётки. Таким образом, изменяя эти параметры вдоль одной из координат, можно управлять величиной выходного излучения в нулевом порядке дифракции. На этом эффекте и основана работа ДА. Ячейки решётки ДА могут иметь сложную форму (например, овальную) при изготовлении дифракционной структуры методом прямой лазерной записи, когда размер ячейки соизмерим с размером записывающего пучка [12, 15]. Очевидно, что для двумерной ДА с ячейками квадратной формы (рис. 2, *c*)  $Q_2 = d^2/T^2$ , где  $d = d_x = d_y$ .

Если штрихи ДР непрозрачные ( $t = 0$ ), то из выражений (1) и (2) следует, что коэффициент пропускания ДА зависит только от изменения скважности штрихов решётки вдоль выбранной координаты. В фазовой решётке штрихи выполнены в виде рельефных углублений в подложке ( $t = 1$ ). Форма рельефа может быть как прямоугольная, так и синусоидальная. Технически проще изготовить фазовую решётку с прямоугольным профилем штрихов. Коэффициент пропускания ДА на основе фазовой одномерной и двумерной ДР зависит от скважности  $Q$  и фазового сдвига  $\varphi$ , вносимого штрихами. Выражения для коэффициентов пропускания ДА разных типов приведены в таблице.

№ п/п	Тип ДА	Коэффициент пропускания	Динамический диапазон	Характеристики ДА*	
				$\eta_{\max}$	$D$
1	Амплитудная одномерная решётка (см. рис. 2, <i>a</i> )	$\eta_{A1} = (1 - Q_1)^2$	$D_{A1} = \left(\frac{T}{d_{\min} - 1}\right)^2$	0,81	81
2	Амплитудная двумерная решётка (см. рис. 2, <i>c</i> )	$\eta_{A2} = (1 - Q_2)^2$	$D_{A2} = \left(\frac{T^2 - d_{\min}^2}{T d_{\min} - d_{\min}^2/4}\right)^2$	0,98	10
3	Фазовая одномерная решётка (см. рис. 2, <i>a</i> )	$\eta_{P1} = (1 - 2Q_1)^2$	$D_{P1} = \left(\frac{T - 2d_{\min}}{\varepsilon}\right)^2$	0,77	2300**
4	Фазовая двумерная решётка (см. рис. 2, <i>c</i> )	$\eta_{P2} = (1 - 2Q_2)^2$	$D_{P2} = \left(\frac{T^2 - 2d_{\min}^2}{1,41\varepsilon T}\right)^2$	0,96	2500**

\*При  $T = 6$  мкм,  $d_{\min} = 0,6$  мкм. \*\*При  $\varepsilon = 0,1$  мкм.

Так как структура ДА изготавливается методами лазерной или электронно-лучевой литографии, зависимость изменения размера штрихов от угла поворота может быть любой. Для регулировки лазерного излучения наиболее предпочтительна линейная зависимость коэффициента пропускания от нормированного угла поворота  $\theta$  аттенюатора. В этом случае ширина штрихов двумерной решётки кругового ДА должна меняться по закону

$$d = T\sqrt{(1 - \sqrt{\theta})/m}, \tag{3}$$

где  $m = 1$  для амплитудного и  $m = 2$  для фазового ДА.

Очень важными параметрами ДА являются динамический диапазон  $D = \eta_{\max}/\eta_{\min}$  и максимальный коэффициент пропускания  $\eta_{\max}$ . В идеале  $\eta_{\max}$  должен стремиться (без учёта френелевских потерь) к 1, а  $D$  — к бесконечности. На практике динамический диапазон определяется минимальным размером штрихов  $d_{\min}$ , точностью выполнения границ ячеек  $\varepsilon$  и периодом  $T$ . Для фазовых ДА существенную погрешность вносит отличие фазового сдвига от  $\pi$ . Выражения для динамического диапазона, а также предельные значения  $D$  и  $\eta_{\max}$  для разных типов ДА приведены в таблице.

Спектральные свойства амплитудных и фазовых ДА различны. Коэффициент пропускания амплитудных ДА практически не зависит от длины волны, если штрихи непрозрачны и выполняется условие блокировки нерабочих порядков дифракции, а фазовых ДА имеет чётко выраженную спектральную зависимость (1) и (2). Минимумы пропускания достигаются при следующих значениях фазового сдвига, вносимого штрихами (ячейками) решётки:

$$\varphi = 2\pi h(n(\lambda) - 1)/\lambda_0 = (2k - 1)\pi, \quad k = 1, 2, 3, \dots \tag{4}$$

На рис. 3 показаны зависимости (2) пропускания от длины волны фазового ДА, выполненного на кварцевой подложке, с глубиной рельефа  $h = 0,82$  мкм (рабочая длина волны 750 нм) для двух значений скважности  $Q_2$ , обеспечивающих пропускание 0,5 и 0,1. Видно, что такой ДА может работать на длинах волн 750 и 270 нм с полосами пропускания (изменение пропускания  $\pm 10\%$ ) 150 и 25 нм соответственно.

Малая толщина подложки, поляризационная нечувствительность и отсутствие поглощения позволяют использовать ДА для регулировки лазерного излучения с импульсами

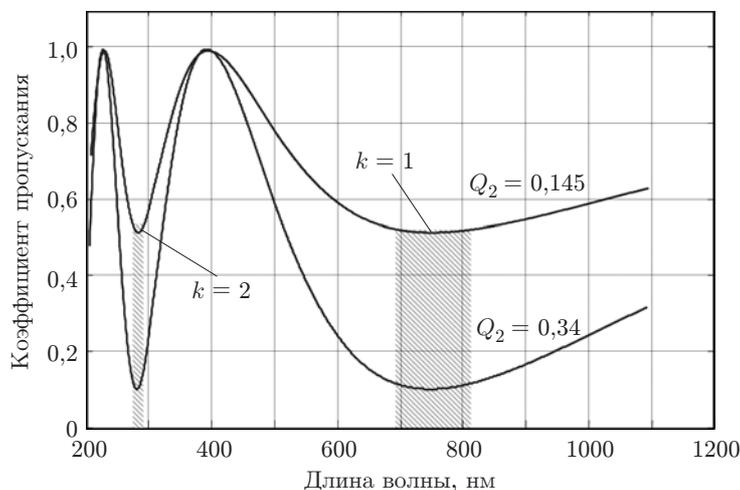


Рис. 3. Спектральные зависимости пропускания ДА с рабочей длиной волны 750 нм (без учёта френелевских потерь). Штриховкой выделены области пропускания

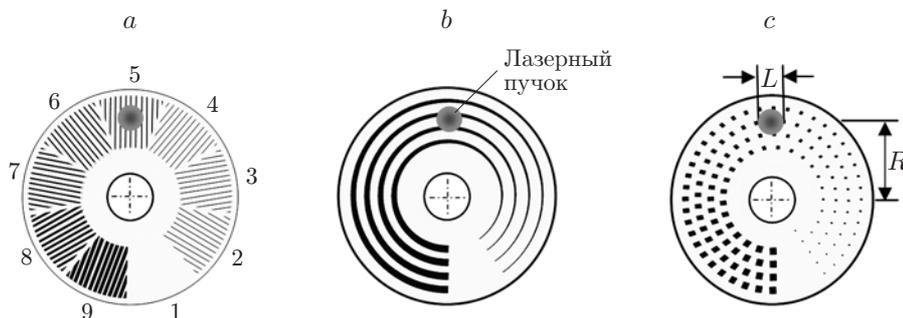


Рис. 4. Варианты аттенюатора

сверхкороткой длительности. Полоса пропускания типичного ДА (см. рис. 3) достаточна для управления фемтосекундным излучением с шириной спектра 150 нм или длительностью импульсов до 15–20 фс.

**Варианты выполнения аттенюаторов.** Конструктивное выполнение ДА определяется задачей его применения. На рис. 4 приведены примеры трёх вариантов исполнения ДА с угловым изменением пропускания (линейные ДА описаны в [8, 9, 12]). Аттенюатор со ступенчатым изменением пропускания (рис. 4, *a*) представляет собой подложку, на которой нанесено несколько фазовых ДР с различной скважностью (см. таблицу, строка 3). Для удобства использования штрихи ориентированы в радиальном направлении. Форма решёток может быть круглой или трапециевидальной. Такой аттенюатор может выступать в роли светоделителя с регулируемым коэффициентом деления. Применение ступенчатого ДА оправдано, когда диаметр лазерного пучка достаточно большой. Если диаметр  $L$  пучка маленький, можно использовать ДА с плавной регулировкой пропускания (рис. 4, *b, c*). Оценить величину искажения интенсивности лазерного пучка в угловом направлении можно по формуле  $\delta \sim (L/2\pi R) \cdot 100 \%$ , где  $R$  — расстояние от центра ДР. Если диаметр пучка 5 мм и  $R = 20$  мм, то  $\delta \sim 4 \%$ , что вполне допустимо. Аттенюатор, показанный на рис. 4, *b*, есть круговая ДР (аксикон) с постоянным периодом в радиальном направлении и скважностью  $Q_1$ , меняющейся в зависимости от угла  $\theta$  (3). Вариант аттенюатора с растром ячеек квадратной формы с изменяющейся по углу скважностью  $Q_2$  приведён на рис. 4, *c*.

**Метод изготовления дифракционных аттенюаторов.** Аттенюатор представляет собой бинарную дифракционную микроструктуру на поверхности кварцевой подложки диаметром (в ряде случаев) свыше 100 мм [8, 12], в то время как минимальные размеры структуры менее 0,5 мкм. В настоящее время дифракционные элементы такого размера могут быть изготовлены только методом прямой лазерной (или электронно-лучевой) записи. В данной работе применялась созданная в Институте автоматики и электрометрии СО РАН установка лазерной записи CLWS-300IAE [11]. Последовательность этапов изготовления ДА показана на рис. 5, *a*. Дифракционная структура записывалась сфокусированным пучком лазера термохимическим методом [15] на покрытых тонкой плёнкой хрома (толщина 70–80 нм) кварцевых пластинах (этапы I и II). После проявления хрома в селективном травителе осуществлялось реактивно-ионное травление подложки через хромовую маску (этапы III и IV). После травления на заданную глубину остатки хромовой маски удалялись (этап V). Типичные примеры рельефных дифракционных структур представлены на рис. 5, *b, c*: одномерная ДР с периодом около  $T = 1,5$  мкм (фотография получена с помощью сканирующего электронного микроскопа) и двумерная ДР в виде последовательности штрихов с периодами  $T = 2$  мкм и  $T = 6$  мкм по двум координатам (картина получена с помощью атомно-силового микроскопа). Для изменения ширины

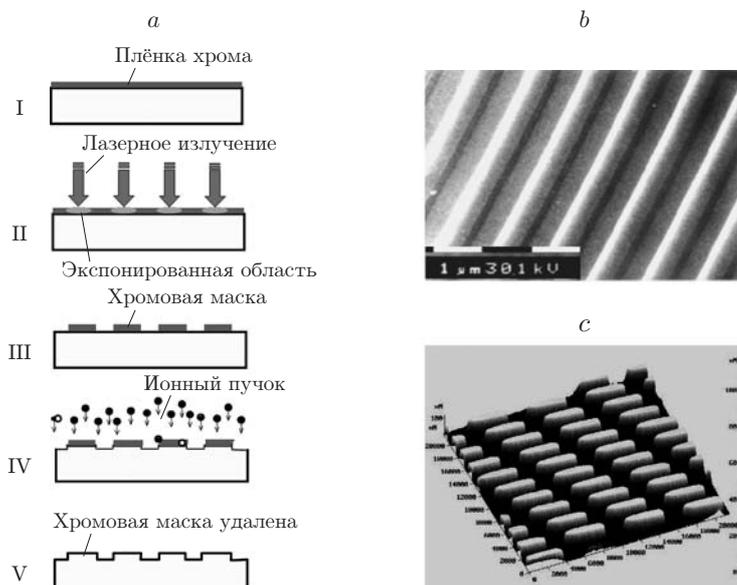


Рис. 5. Технология изготовления ДА

и длины штрихов (3) использовался эффект вариации размеров экспонируемой области плёнки хрома в зависимости от мощности и длительности импульса экспонирующего лазерного излучения [12, 15, 16].

**Экспериментальное исследование оптических характеристик аттенюаторов со ступенчатым и непрерывным пропусканием.** Общий вид аттенюаторов приведён на рис. 6: *a* — ступенчатый тип (диаметр подложки 100 мм, толщина подложки 1 мм, количество секторов 9, размер пучка лазера 22 мм, тип ДР: фазовая, одномерная, период ДР 8 мкм, рабочая длина волны 750 нм, глубина рельефа 820 нм) и *b* — непрерывный (диаметр подложки 60 мм, толщина подложки 2,7 мм, количество секторов 1000, размер пучка лазера 8 мм, тип ДР: фазовая, двумерная, период ДР  $2 \times 6$  мкм, рабочая длина волны 355 нм, глубина рельефа 420 нм).

На рис. 7, *a, b* представлены фотографии дифракционных порядков на выходе ступенчатого и непрерывного аттенюаторов. Одномерная (линейная) ДР с переменной скважностью, кроме пропускания света в нулевом порядке ступенчатого ДА, работает как высококачественный светоделиватель. На рис. 7, *c* приведена интерферограмма светового поля (интерферометр Физо "Intellium Z100") в +1-м порядке дифракции, при этом излучение в нулевом порядке ослабляется до 20 % (см. рис. 7, *a, 2*). Искажения волнового фронта не

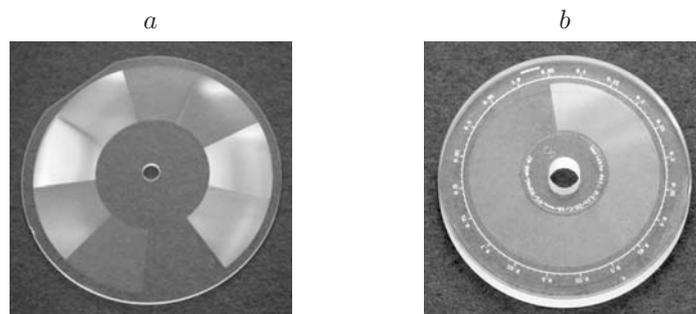


Рис. 6. Внешний вид изготовленных ДА

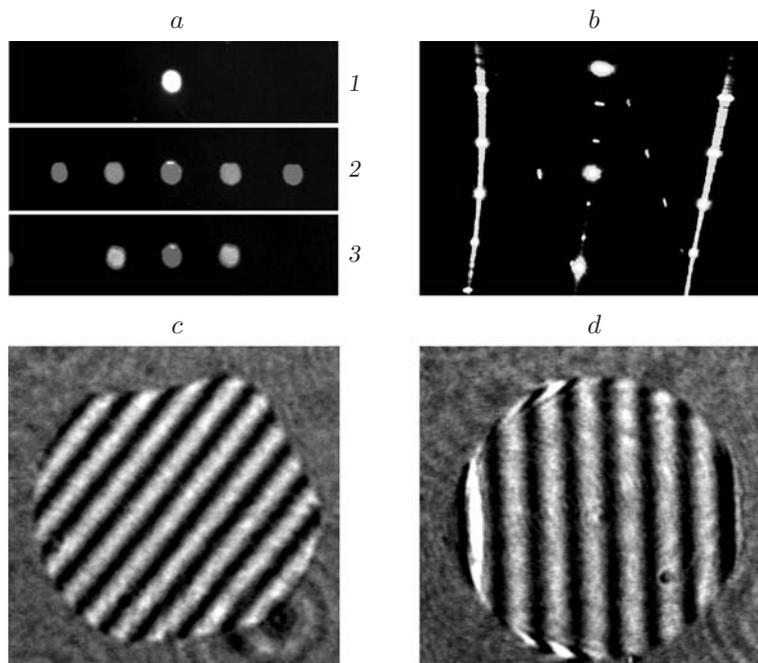


Рис. 7. Фотографии дифракционных порядков на выходе attenuаторов и их интерферограммы светового поля (диаметр 10 мм)

превышают  $0,05\lambda$ . Двумерная ДР непрерывного ДА даёт более сложный набор дифракционных порядков, типичный вид которых показан на рис. 7, *b*. Высокое качество волнового фронта сохраняется только для нулевого (рабочего) порядка дифракции. На рис. 7, *d* дана интерферограмма волнового фронта в нулевом порядке дифракции непрерывного attenuатора (коэффициент пропускания составил около 0,25). Искажения волнового фронта не превышают  $0,05\lambda$ , что обеспечивает дифракционно-ограниченное качество изображения.

Измерение коэффициента пропускания экспериментальных образцов ДА проводилось по схеме рис. 1. В качестве источника излучения  $I_{in}$  использовался лазер с соответствующей длиной волны, а фотоприёмник, через АЦП связанный с компьютером, устанавливался в выходной пучок  $I_{out}$  после диафрагмы. Измерение величины прошедшего излучения осуществлялось при вращении ДА с помощью шагового двигателя (200 шаг./об.). На рис. 8 представлены типичные зависимости коэффициента пропускания attenuаторов с

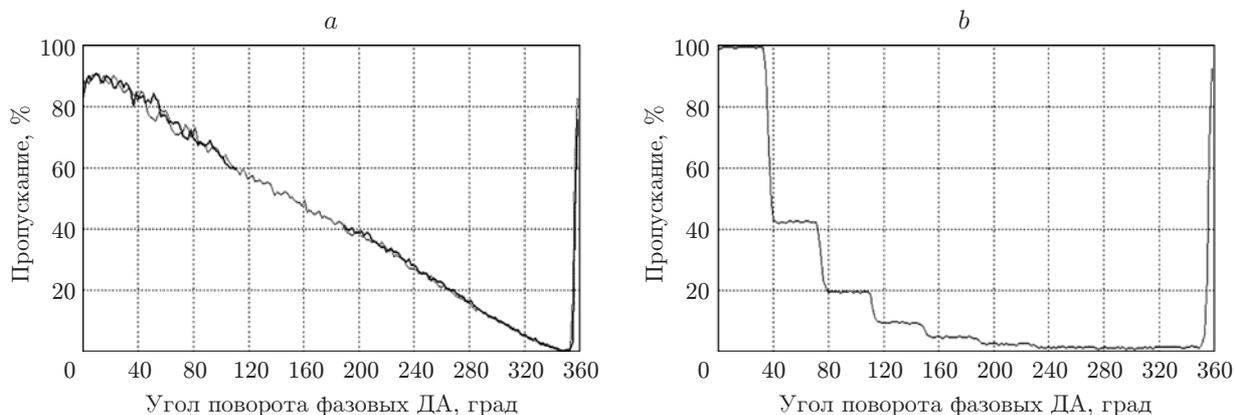


Рис. 8. Зависимости коэффициента пропускания от угла поворота фазовых ДА

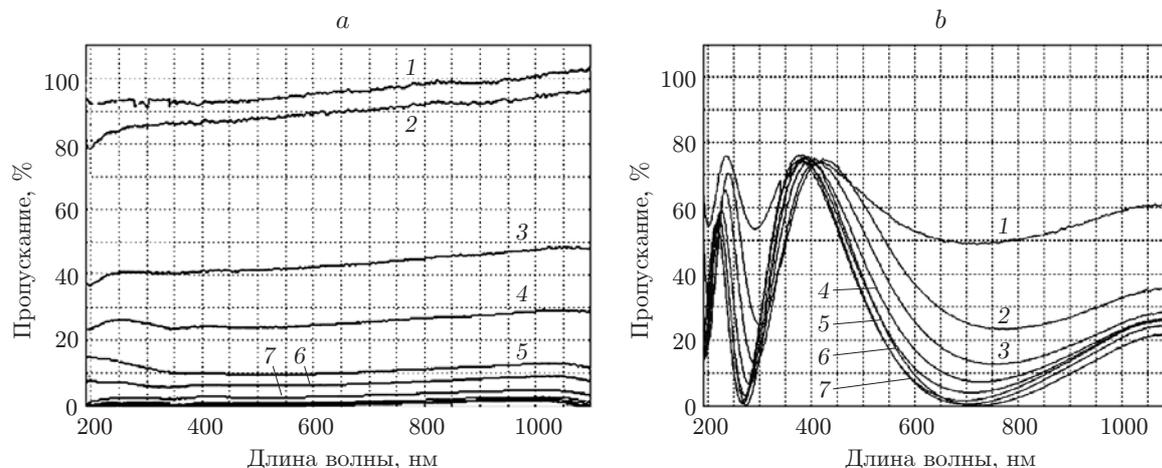


Рис. 9. Спектральные зависимости пропускания амплитудного и фазового ДА

линейной (*a*) и ступенчатой (*b*) функциями от угла поворота. Динамический диапазон ДА составляет около 100 и в основном определяется точностью выполнения глубины травления микрорельефа. Уровень рассеянного излучения в направлении, близком к направлению распространения излучения нулевого порядка дифракции, был существенно меньше величины 0,1 % и задавался диаметром диафрагмы и расстоянием  $l$  до дифракционной структуры (см. рис. 1). Максимальное отличие коэффициента пропускания от расчётного (линейного) значения составляло около 2,5 %.

На рис. 9 приведены спектральные зависимости коэффициентов пропускания восьми секторов амплитудного (*a*) и фазового (*b*) аттенюаторов с центральной рабочей длиной волны 700–750 нм. Видно, что пропускание секторов амплитудного ДА практически не зависит от длины волны. Спектральные зависимости пропускания фазового ДА хорошо совпадают с теоретическими (см. рис. 3).

Одной из важнейших характеристик ДА является его лучевая стойкость. Исследовалась лучевая стойкость фазовых ДА для импульсов лазерного излучения нано- и фемтосекундной длительностей. Излучение мощного импульсного лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) фокусировалось на исследуемый образец ДА. Для увеличения плотности энергии использовалась длиннофокусная линза. В эту же точку под небольшим углом направлялось излучение контрольного маломощного лазера. На выходе ДА измерялась величина излучения контрольного лазера, которая зависела от степени разрушения поверхности мощным лазером. На рис. 10, *a* показаны зависимости изменения пропускания амплитудного (кривая 1) и фазового (кривая 2) ДА под действием последовательности импульсов длительностью 15 нс и энергией 0,05 и 10 Дж/см<sup>2</sup>. Видно, что поверхность фильтров с хромовым покрытием (толщина около 80 нм) начинает разрушаться при достаточно низких энергиях импульсов (кривая 1), а пропускание увеличиваться от 0,6 до 1, вследствие чего ДА выходит из строя. Изменений в пропускании фазового ДА (кривая 2), выполненного на кварцевой подложке, в диапазоне энергий до 10 Дж/см<sup>2</sup> не обнаружено [8]. Коэффициент пропускания оставался на уровне 0,55.

Фазовый секторный ДА с двумерной ДР на кварцевой подложке [13] исследовался в фемтосекундном диапазоне длительности импульсов. Излучение лазера (фирмы "Spectra Physics", США) с длиной волны 800 нм, длительностью импульсов 150 фс, энергией 800 мДж и частотой повторения 1 кГц фокусировалось на поверхность вращающегося ДА. Экспериментально обнаружено, что порог разрушения поверхности чистого сектора (см. рис. 4, *a*, 1) составляет около  $2,5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Зависимость величины порога разрушения

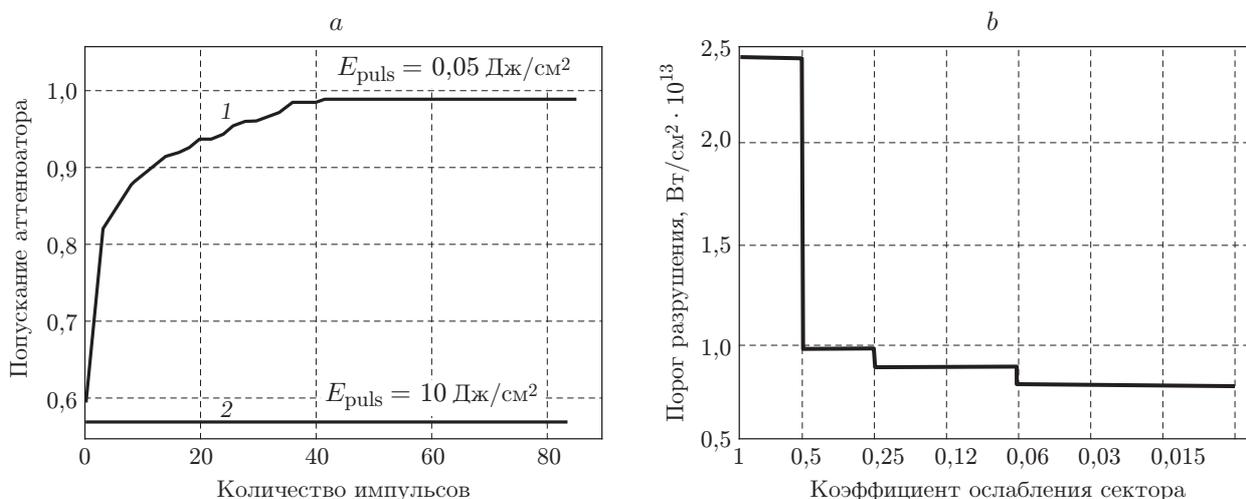


Рис. 10. Зависимости изменения коэффициентов пропускания ДА, вызванного разрушением структуры

от коэффициента пропускания (или номера сектора) приведена на рис. 10, *b*. Видно, что порог разрушения составляет около  $0,75 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  или  $1 \text{ Дж/см}^2$ .

**Заключение.** Круговые дифракционные аттенюаторы, работающие в нулевом порядке дифракции, позволяют регулировать мощность проходящего сквозь них лазерного излучения в большом динамическом диапазоне. Регулировка обеспечивается путём вращения подложки аттенюатора. Область применения фильтров — регулируемое пропускание излучения мощных непрерывных и импульсных (в том числе фемтосекундных) лазеров.

Основные преимущества дифракционных аттенюаторов перед классическими аналогами:

- регулировка излучения очень большой мощности;
- малая толщина подложки;
- любая заданная зависимость коэффициента пропускания от угла поворота;
- простота технологии изготовления (прямая лазерная запись и ионное травление);
- нечувствительность к поляризации входного излучения.

Показана возможность изготовления дифракционных аттенюаторов на кварцевых подложках с линейной зависимостью коэффициента пропускания от угла поворота и лучевой стойкостью до  $2 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  при длительности импульсов 150 фс.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gale M. Sinusoidal relief gratings for zero-order-reconstruction of black-and-white images // Opt. Commun. 1976. **18**, N 3. P. 292–297.
2. Gale M. T., Knop K., Morf R. Zero-order diffractive microstructures for security applications // Proc. SPIE. 1990. **1210**. P. 83–89.
3. Соيفер В. А., Котляр В. В., Досколович Л. Л. Дифракционные оптические элементы в устройствах нанофотоники // Компьютерная оптика. 2009. **33**, № 4. С. 352–368.
4. Streibl N. Diffractive optical elements for optoelectronic interconnections // Proc. SPIE. 1991. **1574**. P. 34–39.
5. Полецук А. Г. Фоторастровый метод синтеза киноформов для лазерной техники // Тез. докл. V Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». Л., 1987. С. 270.

6. **Poleshchuk A. G.** Fabrication of phase structures with continuous and multilevel profile for diffraction optics // Proc. SPIE. 1991. **1574**. P. 89–100.
7. **O’Shea D., Rockward W.** Gray-scale masks for diffractive-optics fabrication: II. Spatially filtered halftone screens // Appl. Opt. 1995. **34**, N 32. P. 7518–7526.
8. **Полещук А. Г., Малышев А. И., Харисов А. А., Черкашин В. В.** Дифракционные фильтры для управления излучением мощных лазеров // Автометрия. 1998. № 6. С. 38–46.
9. **Poleshchuk A. G.** Diffractive light attenuators with variable transmission // Journ. Modern Opt. 1998. **45**, N 7. P. 1513–1522.
10. **Епишин В. А., Неофитный М. В.** Дифракционный ответитель для измерения характеристик лазерного излучения // Квантовая электроника. 1982. **9**, № 4. С. 718–725.
11. **Poleshchuk A. G., Churin E. G., Koronkevich V. P. et al.** Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure // Appl. Opt. 1999. **38**, N 8. P. 1295–1301.
12. **Poleshchuk A. G., Denk D. E., Malyshev A. I.** High-energy diffractive variable attenuator // Proc. SPIE. 2007. **6735**. 67350R.
13. **Poleshchuk A. G., Nasyrov R. K., Cherkashin V. V. et al.** Diffractive variable attenuator for femtosecond laser radiation control // Appl. Opt. 2009. **48**, N 4. P. 708–711.
14. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
15. **Полещук А. Г.** Погрешности формирования дифракционных структур лазерным термохимическим методом записи // Автометрия. 2003. **39**, № 6. С. 39–45.
16. **Полещук А. Г., Саметов А. Р., Седухин А. Г.** Многопучковая лазерная запись дифракционных оптических элементов // Автометрия. 2012. **48**, № 4. С. 3–11.

*Поступила в редакцию 25 июня 2012 г.*

---