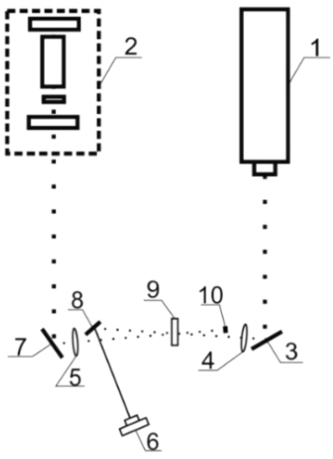

Рисунок 4 – Принципиальная схема комплекса для определения времени релаксации просветленного состояния оптических материалов

Поворотные зеркала комплекса (рис.4) обеспечивают направление лазерного излучения в нужные для эксперимента области. Собирающие линзы обеспечивают фокусировку излучения от двух различных лазеров в строго определенную область исследуемого образца. Система регистрации представляет собой быстрый фотоприемник, подключенный к цифровому осциллографу *Gwinstek*.

В результате разработан измеритель времени релаксации просветленного состояния. Прибор позволяет измерять время релаксации просветления для пассивных затворов с полосой поглощения в спектральном диапазоне 1,5-1,7 мкм. Диапазон измеряемых длительностей составляет от 100 нс до 5 мкс. Данный комплекс был протестирован на материалах с известными параметрами и проведены измерения времени релаксации просветления ряда новых материалов (см., например, [4]).

1. Пилипович В.А., Ковалев А.А.. Оптические квантовые генераторы с просветляющимися красителями. Минск: Наука и техника. – 1975.
2. Твердотельные просветляющиеся среды: монография / А. М. Маляревич, К. В. Юмашев. – Минск: БНТУ. – 2008. – 204 с.
3. Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ. – М. – 1981.
4. Loiko P.A., Dymshits O.S., Vitkin V.V., et. all / Glass-ceramics with γ-Ga_2O_3:Co^{2+} nanocrystals: Saturable absorber for 1.5–1.7 µm Er lasers // Laser Physics Letters – V. 12. – 2015. P. – 5.

УДК 681.785.554

УГЛОВАЯ ДИСПЕРСИЯ И ЩЕЛЕВОЙ ПРЕДЕЛ РАЗРЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО ПОЛИХРОМАТОРА С ПРИЗМЕННЫМ РАСШИРЕНИЕМ ПУЧКА

Гулис И.М., Купреев А.Г.
Белорусский государственный университет
Минск, Республика Беларусь

Уменьшение щелевого предела разрешения актуально для спектральных приборов, работающих с входной щелью большой ширины, например, при измерении спектрального состава малоинтенсивного излучения. Щелевой предел разрешения определяется шириной изображения входной щели w' и обратной линейной дисперсией системы $d\lambda/dl$, или же обратной угловой дисперсией $d\lambda/d\beta$, шириной щели w, фокусным расстоянием коллиматорного объектива f_{col} и анаморфным увеличением системы r

$$\delta\lambda_{\mathrm{slit}} = \frac{d\lambda}{dl} w' = \frac{d\lambda}{d\beta} \frac{w}{f_{\mathrm{col}}} r \cdot \qquad (1)$$

Отсюда следует, что уменьшение $\delta\lambda_{\mathrm{slit}}$ без увеличения фокусного расстояния объектива и габа-ритов системы возможно за счет увеличения $d\beta/d\lambda$ и уменьшения r. Использование для этого диспергирующих элементов с большой угловой дисперсией не всегда возможно, суммирование дисперсий, например, нескольких дифракционных решеток, решает задачу, но приводит к увеличению размеров и усложнению оптической системы.

Для повышения угловой дисперсии и понижения анаморфного увеличения дифракционной решетки нами предложено использовать призменное расширение светового пучка [1]. Коллимированный световой пучок после коллиматорного объектива направляется на призму, наклоненную в плоскости дисперсии системы таким образом, что после нее пучок расширяется в направлении дисперсии и затем падает на дифракционную решетку. После решетки диспергированные пучки направляются на вторую призму, наклоненную так, что после нее пучки сужаются в направлении дисперсии. Принцип подобен призменной системе Малышева [2], но использование дифракционной решетки вместо призмы в условиях минимального отклонения позволяет получить существенно большую дисперсию при меньших размерах оптической системы, сделав призмы тонкими. Кроме того, призмы обладают меньшими габаритами, чем у других типов телескопов. Подобный же подход используется в резонаторах лазеров на красителях для уменьшения расходимости светового пучка и увеличения охватываемой площади дифракционной решетки [3].

Угловая дисперсия предлагаемой системы может быть рассчитана следующим образом. Пусть после первой призмы лучи с длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$, отклоняются друг от друга на угол $d\beta_{p1}$, а после решетки – на $d\beta_g$. Тогда после прохождения призмы и решетки угол между ними будет $d\beta_g + \gamma_g\, d\beta_{p1}$, где γ_g – угловое увеличение решетки, поскольку после призмы между ними уже угол $d\beta_{p1}$. Пусть после дисперсии на второй призме угол между лучами с длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$ составляет $d\beta_{p2}$, тогда с учетом накопившейся после прохождения первой призмы и решетки разности суммарный угол отклонения $d\beta = d\beta_{p2} + \gamma_{p2} d\beta_g + \gamma_{p2}\gamma_g d\beta_{p1}$, где γ_{p2} – угловое увеличение второй призмы. Перейдя от приращений к угловым дисперсиям, получим:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \gamma_{p2}\gamma_g \left(\frac{d\beta}{d\lambda}\right)_{p1} + \gamma_{p2}\left(\frac{d\beta}{d\lambda}\right)_{g} + \left(\frac{d\beta}{d\lambda}\right)_{p2}. \quad (2)$$

Таким образом, угловая дисперсия системы зависит как от величин дисперсий отдельных элементов, так и от их угловых увеличений. В случае тонких призм и небольших (до нескольких раз) угловых увеличений слагаемыми с дисперсиями призм можно пренебречь, так что (2) принимает вид:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \gamma_{p2}\left(\frac{d\beta}{d\lambda}\right)_{g}. \quad (3)$$

То есть, угловая дисперсия повышается в число раз, приблизительно равное угловому увеличению (кратности сужения пучка) после второй призмы.

Анаморфное увеличение в системе с одинаковыми коллиматорным и камерным объективами определяется произведением угловых увеличений призм и решетки

$$r = \gamma_{p1}\gamma_g\gamma_{p2}. \quad (4)$$

Подставляя (4) и (3) в (1), получим, что щелевой предел разрешения в такой системе

$$\delta\lambda_{slit} \approx \frac{1}{(d\beta/d\lambda)_g}\frac{w}{f_{col}}\gamma_{p1}\gamma_g = \gamma_{p1}\delta\lambda_{slit0}, \quad (5)$$

то есть будет в γ_{p1} раз больше, чем в системе без призменного расширения ($\delta\lambda_{slit0}$) при прочих равных условиях.

Поскольку при больших углах падения на призмы увеличиваются потери света из-за отражения на их гранях, такое расширение обосновано в случаях, когда они меньше потерь из-за сужения входной щели до ширины, эквивалентной достигнутому пределу разрешения. Обозначив пропускание призм в системе с измененным в γ_{p1} раз пределом разрешения как T_{p1} и T_{p2}, условие целесообразности использования призм можно записать как

$$T_{p1}T_{p2} > \gamma_{p1}. \quad (6)$$

Поскольку пропускание и угловое увеличение в общем случае сложно зависят от угла падения на призму и угла при ее вершине, для конкретных систем предпочтительна численная оценка (6). Увеличение пропускания призм просветлением их рабочих граней позволяет сильнее наклонять первую призму к падающему пучку, за счет чего предел разрешения может быть уменьшен, к примеру, при угле падения на тонкую призму 45° в 2 раза, при угле 60° – более чем в 3 раза.

Из соотношений (3) и (5) можно сделать вывод о роли каждой из призм в формировании спектрального изображения щели. Угловое увеличение первой призмы определяет щелевой предел разрешения системы, угловое увеличение второй призмы – угловую дисперсию системы. Таким образом, в системе, где первая призма расширяет пучок ($\gamma_{p1} < 1$), а вторая сужает ($\gamma_{p2} > 1$), предел разрешения будет меньше, чем в референтной, в γ_{p1} раз, а угловая дисперсия выше в γ_{p2} раз. Если рассмотреть схему с одной призмой, то наличие только одной «расширяющей» призмы перед дифракционной решеткой позволяет уменьшить щелевой предел разрешения за счет уменьшения полуширины изображения щели, однако угловая дисперсия при этом останется неизменной. Наличие «сужающей» призмы после дифракционной решетки позволяет увеличить угловую дисперсию системы, однако из-за повышения анаморфного увеличения щелевой предел разрешения не изменится. В реальности из-за аберраций можно ожидать увеличения предела разрешения даже в сравнении с референтной схемой. Таким образом, для уменьшения щелевого предела разрешения целесообразно использовать схему с обеими призмами, либо только с первой (расширяющей пучок перед дифракционной решеткой), если нет необходимости повышать угловую дисперсию.

Для проверки полученных теоретических оценок проведено моделирование в пакете оптического дизайна *ZEMAX*®. В оптической системе использована дифракционная решетка 2400 штр./мм, материал призмы *BK*7 ($n \approx 1{,}52$). Фокусное расстояние объективов равно 105 мм (радиус 210 мм), рабочий спектральный диапазон 490-510 нм, равенство условий про хождения соблюдается для пучка $\lambda = 500$ нм. Угол падения на дифракционную решетку (18,0±0,05)°, на первую призму 63°, на вторую (36,9±0,03)°, угол при вершине 12°, призмы установлены с вычитанием дисперсии. Результат оценки (3) в реферернтной схеме 0,56 мм/нм, в схеме с двумя призмами 0,82 мм/нм, в схеме с одной призмой перед решеткой 0,55 мм/нм, после решетки – 0,83 мм/нм. Теоретическая оценка щелевого предела разрешения согласно (1) для ширины входной щели 10 мкм в референтной схеме 0,038 нм, в схеме с двумя призмами 0,025 нм, с призмой перед решеткой 0,025 нм, после решетки – 0,038 нм. Коэффициент пропускания двух призм 0,73, угловое увеличение первой призмы 0,65, поэтому, согласно (6), использование призм целесообразно.

Результаты численного моделирования при числовой апертуре 0,01 и квадратном входном отверстии размером 10 мкм (минимальный уровень аберраций) соответствуют теоретическим с точностью <4%. Таким образом, (3) согласуется с результатами теоретического расчета и может использоваться для оценки дисперсии системы с призменным расширением пучка. Расчетный предел разрешения (5) может отличаться от результата моделирования из-за наличия аберраций. Моделирование показало, что при числовой апертуре 0,01 аберрационным вкладом можно пренебречь. При числовой апертуре 0,1 он более существенный: для щелей шириной 10-20 мкм предел разрешения превышает теоретически рассчитанный в 1,5-2,5 раза. При увеличении ширины щели относительный вклад аберрационной составляющей предсказуемо уменьшается, так уже при щели 50-60 мкм отличие от (5) не превышает 10%. Этот результат относится к схеме с двумя призмами, с одной призмой аберрации могут быть выше из-за большего сечения пучка при падении на объективы.

1. Купреев А. Г. Применение призменных расширителей пучка для улучшения характеристик компактных спектрометров // Физика конденсированного состояния: тезисы докладов XV Респ. науч. конф., – Гродно: ГрГУ. – 2007. – Ч. 1. – С. 78–82.
2. Тарасов К.И. Спектральные приборы. – Л.: Машиностроение, 1968. – 388 с.
Hanna D.C, Karkkainen P.A., Wyatt R.A simple beam expander for frequency narrowing of dye lasers // Opt. and Quantum Electronics. – Vol. 7. –1975. P. 115-119.

УДК 519.210

АНТИМАГИЧЕСКИЕ КВАДРАТЫ. ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА

Гундина М.А., Мамчиц В.В.
Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

Долгое время в науке не было практической необходимости применения теории магических и антимагических квадратов для решения естественнонаучных и технических задач. Некоторое время эта тема не получала должного внимания. Только в XX в. интерес к магическим и антимагическим квадратам вспыхнул с новой силой. Они стали исследоваться с помощью более сложного математического аппарата.

Особое место в теории антимагических квадратов занимает разработка методов построения. В эпоху компьютеризации появилась возможность составления программ, обеспечивающих построение антимагических квадратов достаточно высокого порядка.

Основные сведения из теории антимагических квадратов. *Магическим квадратом n-го порядка* называется квадратная таблица размером $n\times n$, заполненная натуральными числами от 1 до n^2, суммы которых по всем строкам, столбцам и обеим диагоналям одинаковы[1]. Антимагическим квадратом индекса n называется такая матрица размерности nxn, что суммы элементов любой строки, столбца, диагонали различны.

Рассмотрим множество квадратов, полученных из одного набора чисел (рисунок1).

Можно заметить, что суммы у всех квадратов по столбцам, диагоналям и строкам – разные.

Построение антимагических квадратов. Пусть R_i (и C_i) – матрицы размера nxn с единицами в i-ой строке (i-ом столбце) и нулевыми остальными элементами. Заметим, что антимагический квадрат размера nxn обязательно имеет вид [2]:

$$M=\sum_1^n a_iR_i+\sum_1^n b_jC_j \text{, где } a_i,b_j\in N .$$

1	2	3
8	9	4
7	6	5

1	2	9
4	3	7
6	8	5

1	3	5
8	2	6
4	9	7

Рисунок 1 – Антимагические квадраты третьего порядка

Пусть M – антимагический квадрат. Перестановки строк и столбцов оставляют его антимаги-