

Дисперсионный элемент спектрометра, основанный на фотонном кристалле с модулированной фотонной запрещённой зоной

Н. И. Пышков,^{1,*} С. Е. Связовский¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 05.05.2023; после доработки 14.06.2023; принята к публикации 04.07.2023)

Экспериментально продемонстрирован компактный дисперсионный элемент на основе фотонного кристалла с модулированным периодом. Положение фотонной запрещённой зоны этого кристалла постепенно смещается с глубиной в сторону длинных волн, поэтому различные спектральные компоненты отражаются от разных глубин структуры. При наклонном падении это обеспечивает значительную величину сдвига Гуса–Хенхен и его сильную спектральную зависимость, а также способствует пространственному разделению спектральных компонент.

PACS: 07.60.Rd, 42.70.Qs. УДК: 535.44

Ключевые слова: фотонные кристаллы, спектроскопия, пористый кремний.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2350402](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2350402)

ВВЕДЕНИЕ

Спектрометры — достаточно сложные и дорогие приборы, занимающие много места и требующие особых условий эксплуатации. Однако множество приложений, таких как полевые спектральные измерения [1], мониторинг окружающей среды [2], датчики экспресс-анализа биологических веществ [3], датчики света [4] и другие, требуют более компактных и дешёвых спектрометров. Для уменьшения стоимости и размеров спектрометров предлагаются модификации общепринятых схем [5], а также дисперсионные элементы на новых физических принципах, например многопроходная схема с дифракционно отражающими метаповерхностями [6] или металлинза, которая одновременно играет роль фокусирующего и диспергирующего элемента [7]. В телекоммуникационном диапазоне [8] были созданы ультракомпактные спектрометры, основанные на селективном возбуждении волноводов при освещении их анализируемым излучением, однако они имеют достаточно узкий спектральный диапазон работы. Аналогичную конструкцию имеет спектрометр на нановолокнах [9].

Среди предлагаемых типов дисперсионных элементов отдельно следует выделить многоканальные устройства, реализующие метод селективной фильтрации с использованием узкополосных фильтров для каждого канала или пикселя [10]. Их существенный недостаток состоит в том, что свет, попавший в неправильный канал, теряется, потому эти спектрометры имеют большие потери в интенсивности и, как следствие, малую чувствительность, падающую с ростом числа каналов.

Многие работы посвящены разработке компактных спектрометров на основе одномерных и двумерных фотонных кристаллов (ФК), которые, благодаря своим оптическим свойствам, являются прямой альтернативой традиционным дисперсионным элементам [11, 12]. Как правило, используется главное свойство фотонных кристаллов — наличие фотонной запрещённой зоны (ФЗЗ) — области частот, в которой невозможно распространение света. ФК с достаточно медленно меняющимся периодом сохраняет это свойство, что видно на примере чирпированных зеркал, поэтому такие структуры мы также будем называть ФК. Фотонные кристаллы при этом используются как отражающие интерференционные фильтры. На основе ФК были созданы спектрометры в видимом, ближнем и среднем инфракрасном диапазонах [13–15]. Был продемонстрирован спектрометр, состоящий из массива фотонных кристаллов, изготовленных из полимера на стеклянной подложке [16], в котором в качестве фотодетектора использовалась камера. Компактный спектрометр был сделан из массива нанорешеток из фотонных кристаллов с высоким коэффициентом отражения, соединённых через планарный двумерный волновод [17].

Спектрометр канальной архитектуры был создан на основе интегральных коллоидных фотонных кристаллов с различными полосами пропускания, которые получены путем формования суспензий SiO₂ и последующей фотополимеризации под УФ-облучением. Частицы SiO₂ получены спонтанной кристаллизацией суспензий и отражают разные цвета в зависимости от размеров частиц и соответствующих им периодов ФК [18].

Спектрометры на основе фотонных кристаллов реализуются как по каналному принципу [19], так и по сложным интерференционным схемам, из которых затем восстанавливается спектральный сиг-

* E-mail: kolyagod12@gmail.com

нал [20]. Были разработаны фурье-спектрометры [21] на единственном чипе. Для создания компактных спектрометров также используются двумерные планарные фотоннокристаллические волноводы со спектральной селективностью, однако решающая способность таких устройств не достигает нескольких десятков [22, 23]. Был предложен компактный дисперсионный элемент, использующий спектрально-угловую зависимость коэффициента пропускания фотонно-кристаллического микрорезонатора [24], на который падает белый свет широким расходящимся пучком. При этом свет, не соответствующий условию пропускания, отражается и не попадает в детектор — поэтому этот дисперсионный элемент имеет тот же недостаток, что и каналные аналоги. Похожая идея была реализована на основе двумерных ФК [25].

В этой работе мы представляем и экспериментально демонстрируем идею дисперсионного элемента для компактного спектрометра на основе одномерного фотонного кристалла с модулированным периодом.

Принцип работы спектрометра основан на сдвиге Гуса–Хенхен [26] — продольном смещении отражённого луча в плоскости падения. При отражении от диэлектрической пластины сдвиг Гуса–Хенхен составляет долю длины волны, но в случае фотонных кристаллов сдвиг может быть значительно усилен и составлять десятки и сотни микрон, достигая максимума на краю ФЗЗ. Мы предлагаем идею модулировать ФЗЗ с глубиной ФК таким образом, чтобы разные спектральные компоненты испытывали разное смещение вдоль поверхности образца и таким образом происходило разделение этих спектральных компонент в пространстве.

1. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МЕТОДЫ

Фотонные кристаллы с модулированным положением ФЗЗ были изготовлены методом электрохимического травления кремния [27]. Метод основан на формировании пористого слоя на поверхности кристаллического кремния в процессе анодного травления. Направление роста пор определяется кристаллическими осями, и в случае используемого кремния с кристаллографической ориентацией (001) рост пор происходит вдоль него, перпендикулярно поверхности. Кремний имел сопротивление 0.002 Ом·см. Метод был ранее усовершенствован для достижения большой толщины образца [28]. В настоящей работе использовались плотности тока травления $j_1 = 45 \text{ мА/см}^2$, $j_2 = 180 \text{ мА/см}^2$, концентрация плавиковой кислоты в электролите 28% по массе.

Расчет спектров отражения проводился методом матриц распространения [29, 30], этим методом вычислялся комплексный спектр коэффициента отражения $r(\theta, \lambda)$. Сдвиг Гуса–Хенхен [26] рассчитывался из комплексной фазы коэффициента отражения

$\phi = \text{Arg}(r)$ следующим образом:

$$S(\theta, \lambda) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \phi(\theta, \lambda)}{\partial \theta}, \quad (1)$$

где θ — угол падения. Сдвиг выходной точки луча вдоль поверхности образца может быть вычислен как $\Delta y = S(\theta, \lambda) / \cos \theta$.

Спектры отражения образцов измерялись при нормальном падении с помощью установки на базе спектрометра OceanInsight QErpo (спектральный диапазон от 350 до 1000 нм, разрешение 1.6 нм). Распределение света на поверхности образца фотографировалось камерой Nikon D5100 в сочетании с тринокулярным оптическим микроскопом (7-45x).

2. МАКСИМИЗАЦИЯ ДИАПАЗОНА СДВИГА ГУСА–ХЕНХЕН

Принцип работы предлагаемого спектрометра показан на рис. 1, а. Свет попадает в фотонный кристалл с модулированным спектральным положением фотонной запрещённой зоны. Поскольку положение запрещённой зоны смещается с глубиной образца, разные спектральные компоненты отражаются на разной глубине. Когда свет падает наклонно, его компоненты с разными длинами волн отражаются от слоёв соответствующей глубины ФК. Поэтому отраженный свет смещается внутри ФК и выходит на поверхность на некотором расстоянии от точки входа. Различные спектральные компоненты испытывают различное смещение, поэтому входящий свет разлагается в спектр в пространстве.

Пространственное смещение света вдоль поверхности ФК имеет природу сдвига Гуса–Хенхен [26], его величина вычисляется так же, как и величина сдвига. На рис. 1, б, в показаны изображения бокового скола изготовленного в процессе выполнения этой работы линейно-модулированного образца.

Как видно из уравнения (1), при фиксированной длине волны величина сдвига Гуса–Хенхен зависит от скорости изменения фазы отражённого света по углу. Таким образом, свет, падающий под разными углами, будет отражаться от разных глубин ФК. Чтобы максимизировать величину производной $\partial \phi / \partial \theta$, следует увеличить скорость набега фазы с глубиной фотонного кристалла.

Для этого введём модуляцию толщин слоёв фотонного кристалла. Пусть одномерный ФК состоит из чередующихся слоёв двух типов, нечётные слои имеют показатель преломления n_1 , чётные — n_2 . Соответствующие толщины нечётных и чётных слоёв d_{2j-1} , d_{2j} подбираются таким образом, чтобы имело место соотношение $\lambda_0 = 4n_1 d_{2j-1} = 4n_2 d_{2j}$, где λ_0 — желаемое положение центра ФЗЗ для данного участка ФК. Индексом j нумеруются пары слоёв, или медленно меняющиеся «периоды» фотонного кристалла.

В случае, когда величина λ_0 линейно меняется с увеличением j , фотонный кристалл имеет вид

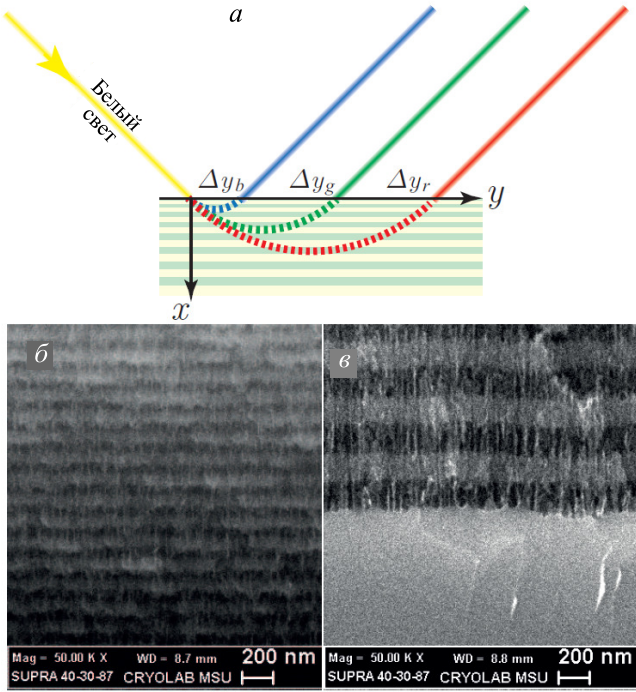


Рис. 1. *a* — Схема и принцип работы дисперсионного элемента на основе ФК с модулированным периодом положения фотонной запрещённой зоны, *б*, *в* — изображение боковой грани фотонного кристалла в верхней и нижней части соответственно, полученное с помощью растрового электронного микроскопа

чирпированного зеркала. Далее будут рассматриваться как линейный, так и более сложные законы модуляции.

Приращение фазы на каждом слое фотонного кристалла зависит от физической толщины этого слоя. Мы вводим пространственную модуляцию толщины слоёв одномерного ФК: при увеличении глубины ФК мы изготавливаем слои ФК с большей физической толщиной. Эта пространственная модуляция происходит согласно выбираемой нами функциональной последовательности. Следовательно, физическая толщина слоя растёт вглубь образца, что приводит к постепенному увеличению фазы на каждом слое.

Поэтому чем быстрее растёт функция пространственной модуляции толщины слоёв, тем больше значение производной $\partial\phi/\partial\theta$. Были рассмотрены следующие виды модуляции положения центра ФЗЗ от длины оптического пути x вглубь образца: линейный (L)

$$\lambda_L(x) = (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \frac{x}{L} + \lambda_{min}, \quad (2)$$

квадратичный (Q)

$$\lambda_Q(x) = (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \frac{x^2}{L^2} + \lambda_{min} \quad (3)$$

и экспоненциальный (E)

$$\lambda_E(x) = (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \left(-\exp\left(-\frac{x}{L}\right) \right) + \lambda_{min} \quad (4)$$

законы модуляции толщины образца. Здесь λ_{min} , λ_{max} — границы спектрального диапазона, в котором будет наблюдаться фотонная запрещённая зона, L — суммарная оптическая толщина образца. В рамках этой работы были выбраны величины $\lambda_{min} = 400$ нм, $\lambda_{max} = 800$ нм. Заметим, что в каждой из этих зависимостей имеются по 3 числовых параметра λ_{min} , λ_{max} , L , которые полностью определяют данную функцию. Добавление дополнительных коэффициентов не приведёт к появлению новых регулировочных параметров. Например, квадратичная зависимость с центром параболы в нуле имеет два варьируемых параметра: $Ax^2 + C$. Эти коэффициенты очевидным образом могут быть выражены через λ_{min} , λ_{max} , L .

Вычисление сдвига Гуса–Хенхен выполнялось следующим образом: для фиксированной длины волны падающего излучения λ вычислялась зависимость фазы ϕ отраженного света от угла падения θ . Для вычисления производной $\partial\phi/\partial\theta$ из этой зависимости брался небольшой диапазон вблизи угла падения (например, 45° , $\pi/4$ радиана), например [44.5...45.5], в пределах которого изменение фазы можно считать линейным. При помощи метода наименьших квадратов была проведена линейная аппроксимация выбранных данных и вычислен тангенс угла наклона кривой, который является величиной изменения фазы. Такой алгоритм был нужен потому, что процесс численного дифференцирования приводит к появлению шумов и накоплению ошибок. После нахождения $\partial\phi/\partial\theta$ по формуле (1) вычислялся сдвиг Гуса–Хенхен для каждой длины волны рассматриваемого диапазона с шагом 1 нм.

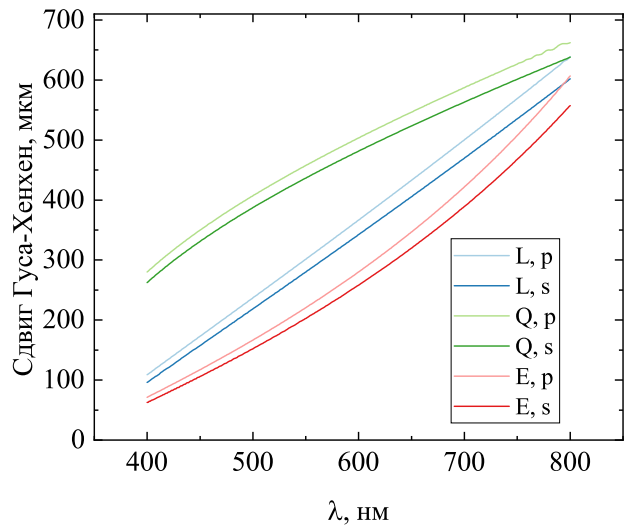


Рис. 2. Теоретические спектральные зависимости сдвига Гуса–Хенхен для различных законов модуляции: линейного (L), квадратичного (Q), экспоненциального (E), вычисленные для p - и s -поляризованного падающего света

Были рассчитан сдвиг Гуса–Хенхен для различных законов модуляции: линейного, квадратичного, экспоненциального (рис. 2). Во всех случа-

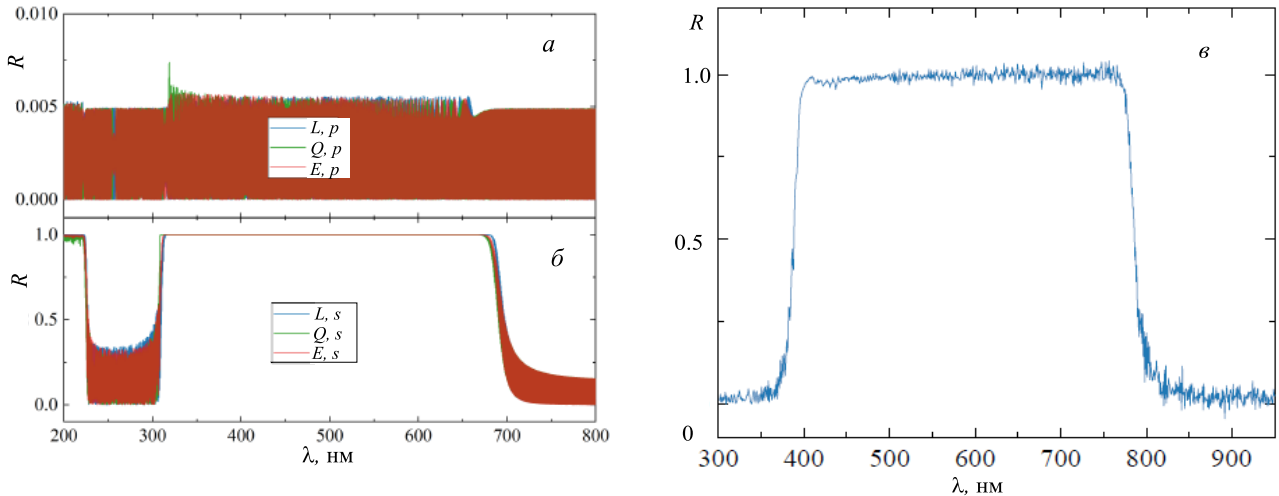


Рис. 3. *a, б* — Теоретические спектры коэффициента отражения для различных законов модуляции: линейного (*L*), квадратичного (*Q*), экспоненциального (*E*), вычисленные для *p*- и *s*-поляризованного падающего света при угле падения, равном углу Брюстера; *в* — спектр отражения линейно модулированного образца $L_1 = 100$ нм, измеренный под углом Брюстера

ях использовались параметры $\lambda_{min} = 450$ нм, $\lambda_{max} = 1000$ нм, $\theta = \pi/4$. Эти ФК состояли из $N_L = 3200$, $N_Q = 3852$, $N_E = 2958$ слоёв соответственно, такой выбор был сделан, чтобы ФК имели одинаковую оптическую толщину, составившую $L_L = 459.19$ мкм, $L_Q = 459.14$ мкм, $L_E = 459.25$ мкм. Незначительная разница объясняется округлением до ближайшей целой толщины слоя. Расчёт выполнялся в диапазоне длин волн 400–600 нм.

Результаты расчёта показывают, что зависимость сдвига Гуса–Хенхен от длины волны имеет характерную форму, которая соответствует закону модуляции. В случае линейной модуляции сдвиг Гуса–Хенхен линейно зависит от длины волны, экспоненциальная и квадратичная модуляции дают вогнутую и выпуклую зависимости. В целях изготовления универсального спектрометра более предпочтителен линейный закон модуляции, однако для специальных задач при необходимости более подробно рассмотреть определённый участок спектра может быть выбран нелинейный закон модуляции. Квадратичная модуляция позволяет достичь большего значения сдвига Гуса–Хенхен, однако минимальное значение при этом достаточно велико, поэтому уменьшенная разница между минимумом и максимумом уменьшает рабочий диапазон спектрометра.

Для наилучшего спектрального разложения требуется максимизировать разницу между максимальным и минимальным сдвигом Гуса–Хенхен. Разница между максимальным и минимальным значением наибольшая для линейного образца, что хорошо видно из графика.

Для *p*- и *s*-поляризованного света значения сдвига Гуса–Хенхен различаются: так, для линейного закона модуляции одному и тому же значению сдвига Гуса–Хенхен 600 мкм соответствуют длины волн

768 и 799 нм, что означает потенциальную ошибку в работе спектрометра 31 нм из-за поляризационной зависимости. Чтобы этого избежать, было принято решение выбрать угол падения света на ФК равным углу Брюстера (55° в данном случае). На рис. 3, *a, б* показаны расчёты спектров коэффициента отражения этих образцов под углом Брюстера. Видно, что отражение *p*-поляризованного света подавлено более чем в 100 раз относительно *s*-поляризации, а ФЗЗ почти не различается на фоне осцилляций Фабри–Перо. Для трёх законов модуляции различия в спектрах отражения минимальны. Для *s*-поляризации наблюдается ФЗЗ в диапазоне 310–700 нм, смещение ФЗЗ в коротковолновую область обусловлено увеличением угла падения света.

При угле Брюстера также был вычислен сдвиг Гуса–Хенхен. Зависимости по форме не отличаются от рис. 2, максимальное значение сдвига для линейной модуляции составило 882 мкм.

3. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ДИСПЕРСИОННОГО ЭЛЕМЕНТА

По итогам для экспериментального воплощения дисперсионного элемента был выбран ФК с линейной модуляцией положения ФЗЗ, $\lambda_{min} = 550$ нм, $\lambda_{max} = 1200$ нм. Было изготовлено три образца с толщинами $L_1 = 100$ мкм, $L_2 = 250$ мкм, $L_3 = 490$ мкм. На рис. 3, *в* показан экспериментальный спектр коэффициента отражения линейно модулированного образца L_1 , измеренный для *s*-поляризации под углом Брюстера.

Коэффициент отражения в спектральной области 400–800 нм отличается от единицы не более чем на 3%, что означает низкие оптические потери, высокую эффективность и равномерность спек-

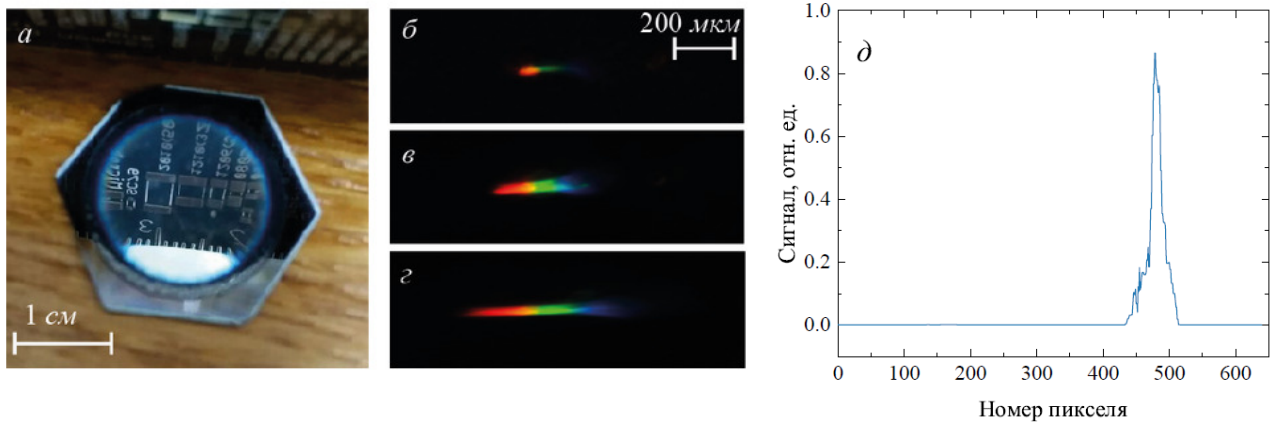


Рис. 4. *a* — Фотография образца с линейной модуляцией положения ФЗЗ. (*б, в, г*) — фотография оптического отклика, полученного в результате отражения светового пучка от поверхности образцов с линейным законом модуляции с толщинами $L_1 = 100$ мкм, $L_2 = 250$ мкм, $L_3 = 490$ мкм; *д* — Измеренный при помощи светочувствительной матрицы спектральный отклик дисперсионного элемента с линейной модуляцией при его облучении He-Ne лазером

трального отклика. Поскольку модуляция положения ФЗЗ охватывает весь видимый диапазон, этот образец выглядит как зеркало, фотография образца показана на рис. 4, *a*. Для дальнейшей работы образцы разрезались при помощи лазерной резки на фрагменты размером примерно 2.5×2.5 мкм.

Три образца с линейной модуляцией были облучены белым светом, генерируемым галогенной лампой. Свет был сфокусирован в одномодовое оптическое волокно (диаметр сердцевинки 9 мкм). Волокно располагалось на входной грани образца под углом падения 55° .

На рис. 4 (*б, в, г*) показана фотография оптического отклика, полученного в результате отражения светового пучка от поверхности этих образцов. На фотографии видно четкое разложение падающего белого света в спектр. Образцы с большей оптической толщиной демонстрируют более широкое пространственное разложение света в спектр.

Для измерения спектрального отклика вплотную к верхней плоскости образца L_3 была приклеена матрица от USB-камеры с разрешением 640×480 , размер единичного пикселя 5×5 мкм. Во входное волокно было направлено излучение гелий-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм) под углом падения 55° . Измеренный спектральный отклик показан на рис. 4, *д*. Спектральный отклик суммировался вдоль узкой стороны матрицы.

Из графика видно, что спектральный отклик имеет вид узкого максимума шириной 15 пикселей или 75 мкм. При суммарной величине сдвига Гуса–Хенхен 882 мкм это означает разрешающую способность спектрометра на основе этого дисперсионного элемента около 11, что может быть достаточно для многих приложений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе был экспериментально продемонстрирован дисперсионный элемент для компактно-

го спектрометра на основе фотонного кристалла с модулированным периодом. Размеры дисперсионного элемента $2.5 \times 2.5 \times 0.45$ мм, а объём, непосредственно участвующий в спектральном разложении, составил $1 \times 0.2 \times 0.45$ мм³.

Показана работа дисперсионного элемента в видимом диапазоне света, установлено, что разрешающая способность была оценена около 11, что может быть достаточно для гиперспектральных измерений, калибровки экранов, пожарных датчиков и других приложений. Оптические потери дисперсионного элемента оцениваются как 50% с учётом исключения отражения *p*-поляризации при наблюдении под углом Брюстера, что выгодно отличает предлагаемый тип спектрометра от канальных спектрометров с фильтрацией. Технология изготовления дисперсионного элемента позволяет произвольно выбирать диапазон работы, поэтому с её помощью может быть изготовлен специализированный спектрометр высокого разрешения на узкий спектральный диапазон. Новый тип компактного спектрометра может быть востребован в фундаментальных исследованиях: измерение спектров фемтосекундных импульсов, мониторинг длины волны лазерного излучения, полевые исследования, при исследовании быстротекущих процессов, в автоматических датчиках экологического мониторинга, при создании спектральных микроскопов для биофизики (компактные флуоресцентные микроскопы), а также во многих прикладных задачах: измерение температуры в металлургии, спектральный анализ сварочной дуги, распознавание тканей при лазерной хирургии.

Авторы благодарят за финансовую поддержку этой работы Российский научный фонд, проект № 21-72-10103, <https://rscf.ru/project/21-72-10103/>.

- [1] Merlaud A., Van Roozendaal M., Van Gent J. et al. // *Atmospheric Measurement Techniques*. **5**, 8. 2057. (2012).
- [2] Chen J., Cai F., He R. et al. // *Sensors*. **18**, 7. 1989. (2018).
- [3] Schneiderei M.F., Scholz F., Huber F. et al. // *Sensors and Actuators B: Chemical*. **305**. 127189. (2020).
- [4] Bryan K.M., Jia Z., Pervez N.K. et al. // *Optics express*. **21**, 4. 4411. (2013).
- [5] Xia G., Wu S., Wang G. et al. // *Appl. Opt.* **56**, 32. 9069. (2017).
- [6] Faraji-Dana M., Arbabi E., Arbabi A. et al. // *Nature communications*. **9**, 1. 1. (2018).
- [7] Zhu A.Y., Chen W.T., Khorasaninejad M. et al. // *Appl. Photonics*. **2**, 3. 036103. (2017).
- [8] Ma K., Chen K., Zhu N. et al. // *IEEE Photonics Journal*. **11**, 1. 1. (2019).
- [9] Yang Z., Albrow-Owen T., Cui H. et al. // *Science*. **365**, 6457. 1017. (2019).
- [10] Dami M., De Vidi R., Aroldi G. et al. // In *International Conference on Space Optics ICSO*, **10565**. 1056559. (2010). International Society for Optics and Photonics, (2010).
- [11] Kim S.H., Park H.S., Choi J.H. et al. // *Adv. Materials*. **22**, 9. 946. (2010).
- [12] Momeni B., Hosseini E.S., Adibi A. // *Optics Express*. **17**, 19. 17060. (2009).
- [13] Schuler L., Milne J.S., Dell J.M. et al. // *J. of Physics D: Applied Physics*. **42**, 13. 133001. (2009).
- [14] Kovalyuk V., Kahl O., Ferrari S. et al. // *J. of Physics: Conference Series*. **1124**. 051045. (2018).
- [15] Wolffenbuttel R.F. // *J. of Micromechanics and Microengineering*. **15**, 7. S145. (2005).
- [16] Pervez N.K., Cheng W., Jia Z. et al. // *Optics Express*. **18**, 8. 8277. (2010).
- [17] Gan X., Pervez N., Kymissis I. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **100**, 23. 231104. (2012).
- [18] Kim S.H., Park H.S., Choi J.H. et al. // *Adv. Materials*. **22**, 9. 946. (2010).
- [19] Wang Z., Yi S., Chen A. et al. // *Nature communications*. **10**, 1. 1. (2019).
- [20] Hsu H.Y., Lan Y.H., Huang C.S. // *IEEE Photonics J.* **10**, 1. 1. (2018).
- [21] Montesinos-Ballester M., Liu Q., Vakarín V. et al. // *Sci. reports*. **9**, 1. 1. (2019).
- [22] Ooka Y., Tetsumoto T., Daud N.A.B. et al. // *Optics Express*. **25**, 2. 1521. (2017).
- [23] Xu Z., Wang Z., Sullivan M.E. et al. // *Optics Express*. **11**, 18. 2126. (2003).
- [24] Sharma N., Kumar G., Garg V. et al. // *Optics Express*. **29**, 17. 26645. (2021).
- [25] Ohtera Y., Yamada H. // *IEICE Electronics Express*. **10**, 8. 20132001. (2013).
- [26] Renard R.H. // *JOSA*. **54**, 10. 1190. (1964).
- [27] Pavesi L., Turan R. // *Silicon nanocrystals: fundamentals, synthesis and applications*. John Wiley & Sons, 2010.
- [28] Svyakhovskiy S.E., Maydykovskiy A.I., Murzina T.V. // *J. of Appl. Phys.* **112**, 1. 013106. (2012).
- [29] Katsidis C.C., Siapkas D.I. // *Appl. Opt.* **41**, 19. 3978. (2002).
- [30] Luce A., Mahdavi A., Marquardt F. et al. // *JOSA A*. **39**, 6. 1007. (2022).

Dispersive element of the compact spectrometer based on photonic crystal with a modulated photonic bandgap

N. I. Pyshkov^a, S. E. Svyakhovskiy

¹*Department of General Physics and Molecular Electronics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*
E-mail: ^akolyagod12@gmail.com

A compact dispersive element based on a photonic crystal with a modulated period has been experimentally demonstrated. The position of the photonic band gap of this crystal gradually shifts with depth towards long waves, so different spectral components are reflected from different depths of the structure. At inclined incidence, this provides a significant Goos-Hänchen shift and its strong spectral dependence and contributes to the spatial separation of the spectral components.

PACS: 07.60.Rd, 42.70.Qs.

Keywords: photonic crystals, spectroscopy, porous silicon.

Received 05 May 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 5, pp. 641–646.

Сведения об авторах

1. Пышков Николай Иванович — аспирант физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова; e-mail: kolyagod12@gmail.com.
2. Сваховский Сергей Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: sse@shg.ru.