

09

Определение оптимального среза фоторефрактивного кристалла InP при встречном четырехволновом взаимодействии

© В.Н. Навныко

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина, Мозырь, Беларусь
E-mail: valnav@inbox.ru

Поступило в Редакцию 17 февраля 2025 г.

В окончательной редакции 17 февраля 2025 г.

Принято к публикации 5 марта 2025 г.

Проанализирована зависимость коэффициента отражения при встречном четырехволновом взаимодействии в кристалле InP от ориентации плоскости его среза в кристаллографической системе координат. Найдены индексы среза кристалла, при выборе которого интенсивность обращенной световой волны в оптимальных условиях достигает абсолютного максимума. Выполнено сравнение эффективности дифракции при обращении волнового фронта на комбинированных решетках в кристалле InP различных срезов.

Ключевые слова: четырехволновое взаимодействие, обращение волнового фронта, фоторефрактивный кристалл, комбинированная решетка, коэффициент отражения.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.11.60486.20286

Закономерности фазового сопряжения при четырехволновом взаимодействии (ЧВВ), описанные белорусскими учеными в пионерской работе [1], лежат в основе динамической голографии и в настоящее время используются в ряде оптических приложений для пространственно-временного преобразования волновых фронтов. Современные способы диагностики нелинейных сред и частотного преобразования изображений методами динамической голографии описаны в [2]. Возможность автоматического подавления турбулентности в атмосферной оптической линии связи за счет коррекции формы волнового фронта при вырожденном ЧВВ в фоторефрактивном кристалле продемонстрирована в [3]. Замедление оптических импульсов за счет нелинейной дисперсии при невырожденном по частоте ЧВВ в кристалле CdTe изучено в [4].

Фоторефрактивный полупроводник InP является одним из наиболее перспективных для динамической голографии нелинейных сред, поскольку такие кристаллы характеризуются высокой скоростью голографической записи, близкой к теоретическому пределу чувствительностью и возможностью перехода в инфракрасный диапазон спектра [5]. О наблюдении фоторефрактивного эффекта в кристалле InP при ЧВВ впервые доложено в ранней работе [6]. Как показывают результаты исследований [7–9], анализ закономерностей обращения волнового фронта должен проводиться с учетом присущих полупроводнику особенностей дифракции световых волн на голографической решетке (далее решетка). При взаимодействии по схеме встречного ЧВВ в кристалле InP может записываться до шести решеток [7] с фазово-амплитудной (комбинированной) структурой [8], поскольку при формировании электрического поля пространственно разделенных зарядов помимо модуляции показателя преломления происходит дополнительная

модуляция коэффициента поглощения среды. На эффективность дифракции при ЧВВ в кристалле InP в значительной степени влияет выбор ориентационного угла кристаллического образца, а также начальных азимутов поляризации световых волн. При подстройке голографической установки за счет оптимального выбора указанных параметров возможно существенное увеличение коэффициента отражения [9]. Составление теоретической модели с учетом приведенных в [7–9] сведений позволяет добиваться удовлетворительного согласования результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными, полученными в результате исследования ориентационной зависимости коэффициента отражения при встречном ЧВВ в кристалле InP [10].

При изучении особенностей дифракции световых волн в кристалле InP традиционно (см., например, [6,9]) рассматриваются образцы с вырезанными параллельно плоскостям $\{100\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ или $\{112\}$ рабочими гранями. К настоящему времени остается неясным, достигается ли в оптимальных условиях эксперимента в кристаллах InP указанных срезов абсолютный максимум коэффициента отражения. В противном случае целесообразно определить оптимальную ориентацию плоскости среза кристалла в кристаллографической системе (далее оптимальный срез), при которой коэффициент отражения достигает своего абсолютного максимума, а также провести сравнение его величины с наибольшими значениями коэффициента отражения, которые можно получить при использовании образцов с параллельными плоскостям $\{100\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ или $\{112\}$ срезами. Решение этой задачи позволит за счет выбора оптимального среза повысить эффективность использования кристалла InP в оптических приложениях, что и является основной целью настоящей работы.

Рассматриваем случай, когда обращенная световая волна формируется при встречном вырожденном по частоте ЧВВ [7] на записываемых в кристалле InP комбинированных решетках. Геометрическая схема взаимодействия, характеристики световых волн, а также используемые для нахождения коэффициента отражения уравнения связанных волн с перечнем начальных условий для численного решения задачи детально описаны в [11]. Для расчетов используем следующие материальные параметры полупроводника InP, соответствующие длине волны $\lambda = 1064 \cdot 10^{-9}$ м: показатель преломления невозмущенного кристалла $n_0 = 3.29$ [12]; коэффициент линейного поглощения $\alpha = 30 \text{ м}^{-1}$ [12]; электрооптический коэффициент $r_{41} = 1.45 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ [12]; коэффициенты упругости $c_1 = 10.11 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $c_2 = 5.61 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$, $c_3 = 4.56 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$ [12]; коэффициенты фотоупругости $p_1 = -0.150$, $p_2 = p_3 = -0.115$, $p_4 = -0.056$ [13]; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0.13 \text{ С/м}^2$ [14]. В соответствии с [15] приняты следующие обозначения для ненулевых компонент тензоров линейного электрооптического (\hat{r}), фотоупругого (\hat{p}) и обратного пьезоэлектрического (\hat{e}) эффектов, а также компонент тензора упругости (\hat{c}^E):

$$r_{123}^S = r_{132}^S = r_{213}^S = r_{231}^S = r_{312}^S = r_{321}^S \equiv r_{41},$$

$$e_{123} = e_{132} = e_{213} = e_{231} = e_{312} = e_{321} \equiv e_{14},$$

$$c_{11}^E = c_{22}^E = c_{33}^E \equiv c_1,$$

$$c_{12}^E = c_{13}^E = c_{23}^E = c_{21}^E = c_{31}^E = c_{32}^E \equiv c_2,$$

$$c_{44}^E = c_{55}^E = c_{66}^E \equiv c_3,$$

$$p_{11}^E = p_{22}^E = p_{33}^E \equiv p_1,$$

$$p_{12}^E = p_{23}^E = p_{31}^E \equiv p_2,$$

$$p_{13}^E = p_{21}^E = p_{32}^E \equiv p_3,$$

$$p_{44}^E = p_{55}^E = p_{66}^E \equiv p_4.$$

Методика расчета зависимости оптимизированного коэффициента отражения R^{opt} от среза кристалла заключается в следующем. Задаем пространственную ориентацию плоскости среза кристалла с использованием нормального к ней единичного вектора \mathbf{e}_3 (см. [11]), направление которого в кристаллографических осях $x_1 \parallel [100]$, $x_2 \parallel [010]$, $x_3 \parallel [001]$ (рис. 1, *a*) определяем углами α и β . Ориентационный угол θ используем для задания угла поворота плоскости среза кристалла относительно вектора \mathbf{e}_3 . При фиксированном направлении вектора \mathbf{e}_3 находим коэффициенты отражения R для различных комбинаций значений ориентационного угла и азимутов поляризации световых волн. Из найденного ряда R выбираем наибольшее значение, которое соответствует оптимизированному коэффициенту отражения R^{opt} для заданного среза кристалла. При переборе углов α и β находим R^{opt} по всем направлениям вектора \mathbf{e}_3 . Для

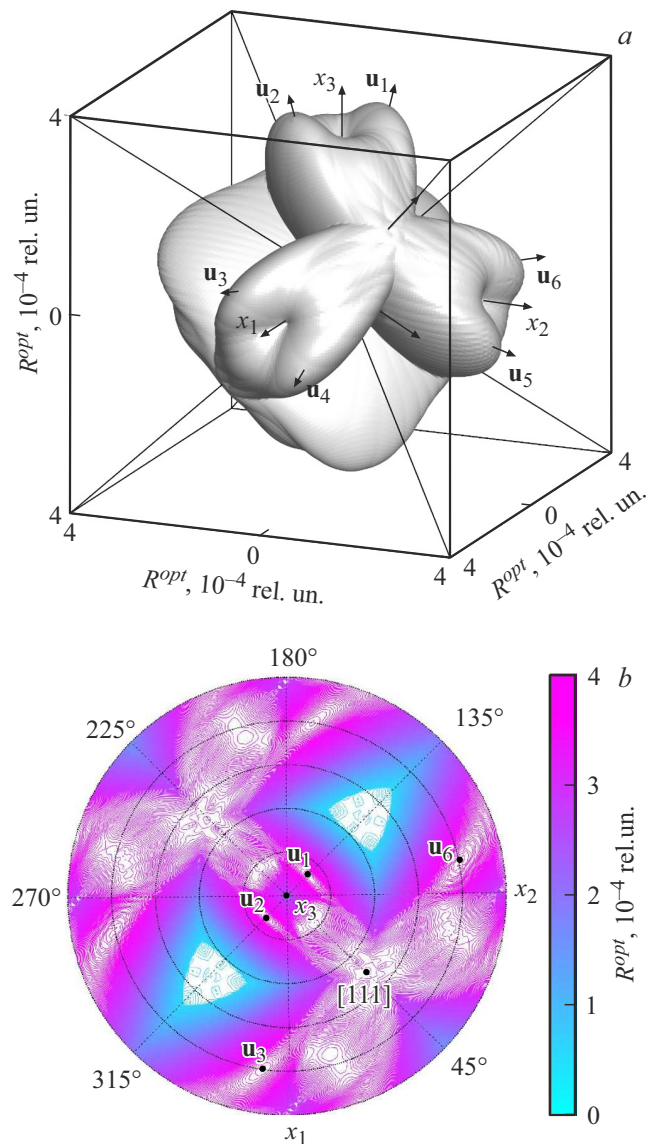


Рис. 1. Поверхность графика зависимости оптимизированных значений коэффициента отражения R^{opt} от ориентации вектора \mathbf{e}_3 в кристаллографической системе координат (*a*) и поверхность $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ в стереографической проекции на плоскость x_1x_2 (*b*).

визуализации полученных результатов в кристаллографических осях (x_1, x_2, x_3) строим поверхность $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$, радиус-вектор которой пропорционален значениям R^{opt} в данном направлении вектора \mathbf{e}_3 . Поскольку коэффициент отражения может принимать только положительные значения, поверхность окрашивается в один цвет. Экстремальные направления поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$, вдоль которых оптимизированный коэффициент отражения достигает абсолютного максимума $R^{max} = R^{opt}$, перпендикулярны плоскости искомого оптимального среза кристалла InP, при выборе которого может быть достигнута максимальная эффективность обращения волнового фронта.

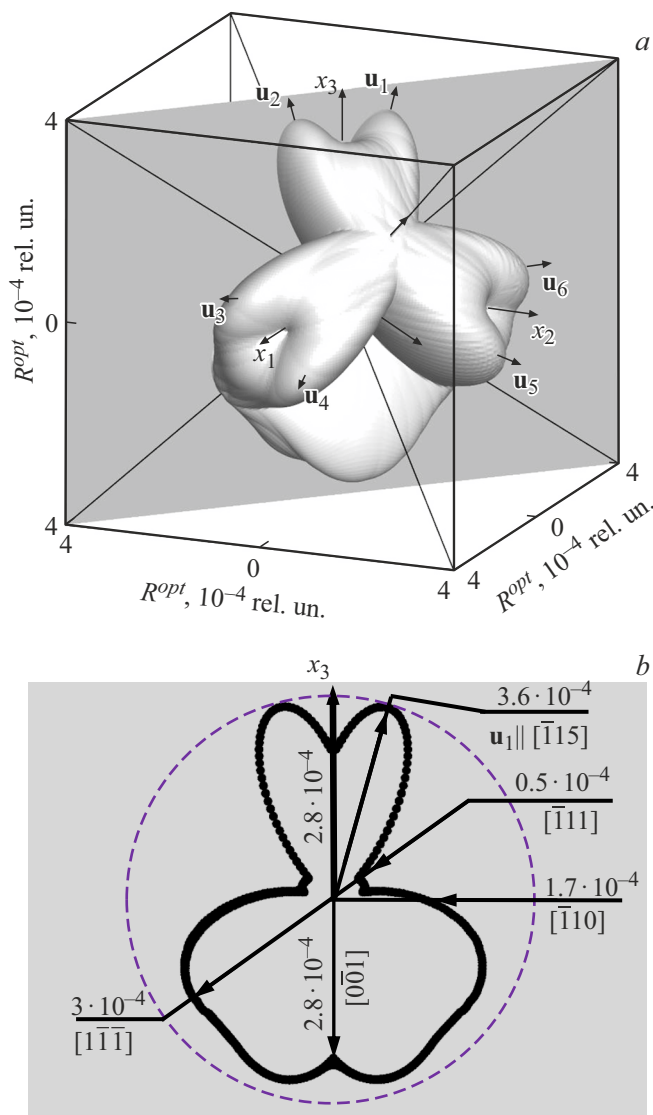


Рис. 2. *a* — взаимное расположение поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ и параллельной (110) секущей плоскости; *b* — сечение поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$.

Рассмотрим рассчитанную для кристалла InP толщиной 4 mm зависимость $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$, которая приведена на рис. 1, *a*. На построении помеченные тонкими сплошными линиями ребра куба используются для отображения шкалы с делениями измеряемой физической величины. Диагональные линии в кубе совпадают с поворотными осями третьего порядка и построены для удобства рассмотрения фигуры. Оптимизированный коэффициент отражения R^{opt} достигает абсолютного максимума R^{max} вдоль симметрично эквивалентных направлений $\langle 115 \rangle$. Векторами \mathbf{u}_1 – \mathbf{u}_6 обозначены видимые на рис. 1, *a* экстремальные направления поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$, которые соответствуют ребрам кристаллической решетки с индексами: $\mathbf{u}_1 \parallel [\bar{1}\bar{1}5]$, $\mathbf{u}_2 \parallel [1\bar{1}5]$, $\mathbf{u}_3 \parallel [5\bar{1}1]$, $\mathbf{u}_4 \parallel [51\bar{1}]$, $\mathbf{u}_5 \parallel [15\bar{1}]$, $\mathbf{u}_6 \parallel [\bar{1}51]$. Поскольку отложенные в противоположные стороны

вдоль направлений $\langle 115 \rangle$ радиусы-векторы к точкам поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ имеют различные по величине модули (например, $[1\bar{1}5]$ — $R^{max} = 3.6 \cdot 10^{-4}$, $[\bar{1}\bar{1}5]$ — $R^{opt} = 3.3 \cdot 10^{-4}$) и не совмещаются друг с другом никакими преобразованиями симметрии, можно говорить о полярности экстремальных направлений, что обусловлено отсутствием центра симметрии у кристалла InP. Как известно [16], в кристаллах кубической сингонии направление $\langle hrl \rangle$ всегда нормально к плоскости (hrl) , поэтому направлениям $\langle 115 \rangle$ соответствует семейство плоскостей $\{115\}$. Таким образом, в оптимальных условиях при встречном ЧВВ в кристалле InP максимальная интенсивность обращенной волны достигается в случае, если срез кристалла параллелен плоскости $\{115\}$.

Внешняя симметрия поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ в соответствии с принципом Неймана [16] включает полное сочетание элементов симметрии кристаллического многогранника планального класса кубической сингонии. Для обоснования этого утверждения рассмотрим представленную на рис. 1, *b* стереографическую проекцию поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ на параллельную (001) плоскость. На построении черными точками отмечены проекции векторов \mathbf{u}_1 , \mathbf{u}_2 , \mathbf{u}_3 , \mathbf{u}_6 , а также оси x_3 и направления $[111]$. Как видно из построения, поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ соответствует ориентированная параллельно x_3 инверсионная ось симметрии четвертого порядка, поскольку фигура совмещается сама с собой при совместном симметричном преобразовании, включающем поворот на 90° и отражение в точке отсчета. Фигура также совмещается при повороте на 120° относительно проходящих вдоль $\langle 111 \rangle$ прямых, что соответствует симметрии поворотной оси третьего порядка. Поверхности можно поставить в соответствие шесть плоскостей симметрии, которые параллельны $\{110\}$ и проходят по диагоналям куба на рис. 1, *a*. Описанные элементы симметрии в полной мере отвечают точечной группе симметрии кристаллического многогранника InP.

Сравним значения R^{opt} , которые можно достичь при использовании кристалла InP с типичными для голографических экспериментов плоскостями срезов $\{001\}$, $\{110\}$, $\{111\}$ или $\{112\}$. На рис. 2 и 3 в удобном для рассмотрения виде представлены сечения поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ параллельными (110) (рис. 2) и (111) (рис. 3) плоскостями. Взаимное расположение фигуры и секущих плоскостей проиллюстрировано на рис. 2, *a* и 3, *a*. Следы соприкосновения секущих поверхностей с фигурой приведены на рис. 2, *b* и 3, *b*. Штриховые окружности являются дополнительным построением и используются для обозначения точек сечения поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ с равными значениями R^{opt} .

При ЧВВ в кристаллах InP с параллельными $\{100\}$ и $\{111\}$ плоскостями срезов оптимизированные значения коэффициента отражения будут практически одинаковыми, так как соответствующие направлениям $[001]$ и $[1\bar{1}\bar{1}]$ значения R^{opt} соответственно равны $2.8 \cdot 10^{-4}$ и $3 \cdot 10^{-4}$, что приблизительно на 20% меньше R^{max} (рис. 2, *b*). Отметим, что вдоль $[\bar{1}\bar{1}1]$ достигается в 6 раз

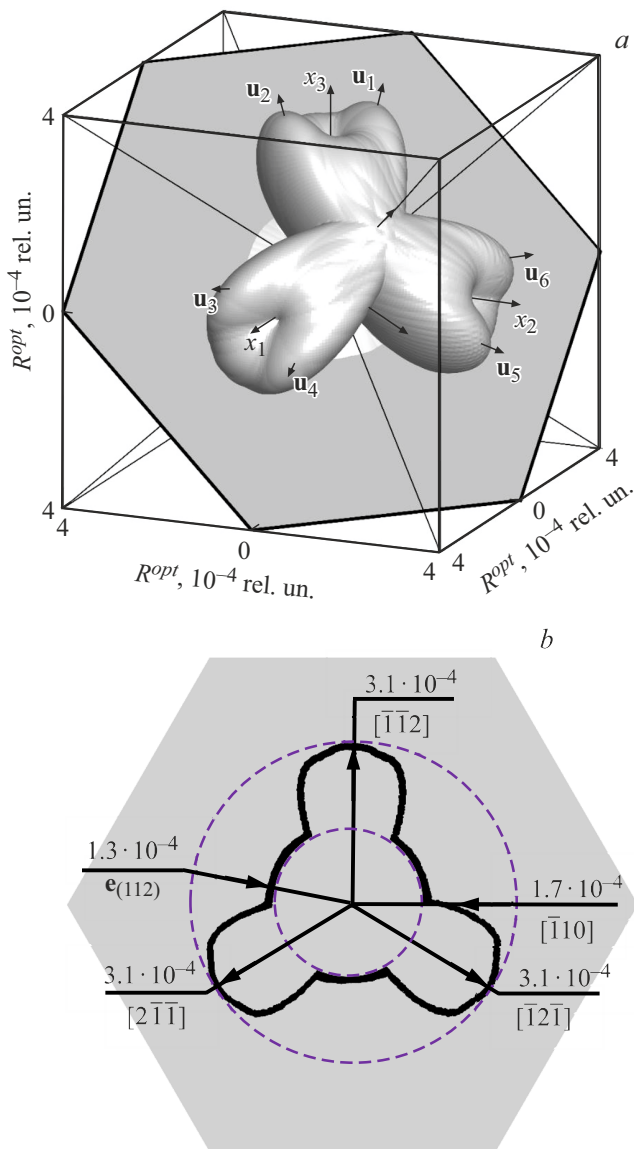


Рис. 3. *a* — взаимное расположение поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ и параллельной $\{111\}$ секущей плоскости; *b* — сечение поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$.

меньшее значение $R^{opt} = 0.5 \cdot 10^{-4}$, чем вдоль $[1\bar{1}\bar{1}]$, что означает полярность направлений $\langle 111 \rangle$. Направления $\langle 100 \rangle$ являются центрально-симметричными, что следует из равенства оптимизированных значений коэффициента отражения при пересечении поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ параллельной оси x_3 прямой. Направления $\langle 110 \rangle$, которые соответствуют кристаллу среза $\{110\}$, также являются центрально-симметричными, но при этом достигаемые вдоль них значения оптимизированного коэффициента отражения ($R^{opt} = 1.7 \cdot 10^{-4}$) на 40% меньше, чем для $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, и почти вдвое меньше, чем R^{max} .

Для нахождения значения R^{opt} , которое можно достичь при ЧВВ в кристалле InP среза $\{112\}$, рассмотрим сечение поверхности $R^{opt}(\mathbf{e}_3)$ на рис. 3, *b*, в плоскости

которого лежат направления $[\bar{1}\bar{1}2]$, $[2\bar{1}\bar{1}]$ и $[\bar{1}2\bar{1}]$. Сечение представляет симметричную кривую, которая может быть совмещена при повороте на 120° , что объясняется перпендикулярностью к поворотной оси третьего порядка $[111]$. Легко видеть, что направления $\langle 112 \rangle$ являются центрально-симметричными, вдоль них достигается сравнимый с $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ оптимизированный коэффициент отражения: $R^{opt} = 3.1 \cdot 10^{-4}$. Для сечения характерно наличие симметрично расположенных дугообразных участков, совпадающих с изображенной на рис. 2, *b* штриховой окружностью радиусом $R^{opt} = 1.3 \cdot 10^{-4}$. Это означает, что в экспериментах по обращению волнового фронта в кристалле InP среза $\{111\}$ при вращении образца относительно вектора \mathbf{e}_3 для некоторых интервалов значений ориентационного угла оптимизированный коэффициент отражения будет принимать равные значения.

Таким образом, абсолютный максимум зависимости оптимизированного по ориентационному углу и азимутам линейной поляризации световых волн коэффициента отражения при ЧВВ в кристалле InP достигается в случае, когда кристаллический образец срезан параллельно плоскости $\{115\}$. Если рабочие грани кристалла InP срезаны параллельно $\{100\}$, $\{111\}$ или $\{112\}$, то оптимизированный коэффициент отражения принимает приблизительно одинаковые значения, которые на 20% меньше абсолютного максимума. Оптимизированный коэффициент отражения при ЧВВ в кристалле InP среза $\{110\}$ вдвое меньше абсолютного максимума. Полученные результаты справедливы для использованных материальных параметров кристалла InP и должны быть пересчитаны при их изменении.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (договор № 1410/2021 от 22.03.2021 г.) в рамках Государственной программы научных исследований № 6 „Фотоника и электроника для инноваций“ на 2021–2025 гг. (задание 6.1.14).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Б.И. Степанов, Е.В. Ивакин, А.С. Рубанов, ДАН СССР, **196** (3), 567 (1971).
- [2] И.Г. Даденков, А.Л. Толстик, Ю.И. Миксюк, К.А. Саечников, Оптика и спектроскопия, **128** (9), 1290 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.09.49867.90-20 [I.G. Dadenkov, A.L. Tolstik, Yu.I. Miksyuk, K.A. Saechnikov, Opt. Spectrosc., **128** (9), 1401 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20090052].
- [3] H. Zhou, Y. Duan, H. Song, X. Su, Z. Zhao, K. Zou, H. Song, R. Zhang, R.W. Boyd, M. Tur, A.E. Willner, Opt. Lett., **48** (8), 2194 (2023). DOI: 10.1364/OL.487133

- [4] K. Shcherbin, P. Mathey, A.N. Shumelyuk, D.R. Evans, J. Opt. Soc. Am. B, **41** (11), 2502 (2024). DOI: 10.1364/JOSAB.534061
- [5] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (Наука, СПб., 1992).
- [6] A.M. Glass, A.M. Johnson, D.H. Olson, W. Simpson, A.A. Ballman, Appl. Phys. Lett., **44**, 948 (1984). DOI: 10.1063/1.94607
- [7] С.Г. Одулов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк, *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смещении* (Наука, М., 1990).
- [8] R.V. Bylisma, D.H. Olson, A.M. Glass, Opt. Lett., **13** (10), 853 (1988). DOI: 10.1364/OL.13.000853
- [9] Y. Ding, H.J. Eichler, Opt. Commun., **110**, 456 (1994). DOI: 10.1016/0030-4018(94)90449-9
- [10] В.Н. Навныко, Квантовая электроника, **52** (20), 731 (2022). [V.N. Naunya, Bull. Lebedev Phys. Inst., **49** (Suppl. 1), S58 (2022). DOI: 10.3103/S1068335622130073].
- [11] В.Н. Навныко, ЖТФ, **94** (11), 1854 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59103.212-24 [V.N. Naunya, Tech. Phys., **69** (11), 1718 (2024). DOI: 10.61011/TP.2024.11.59751.212-24].
- [12] A. Dargys, J. Kundrotas, *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs, InP* (Science and Encyclop. Publ., Vilnius, 1994).
- [13] Q.-J. Xing, Chin. Phys. Lett., **19** (5), 685 (2002). DOI: 10.1088/0256-307X/19/5/324
- [14] E. Kleir, J. Nedbal, Czech. J. Phys., **44** (6), 575 (1994). DOI: 10.1007/bf01689605
- [15] С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков, Оптика и спектроскопия, **70** (5), 1068 (1991). [S.M. Shandarov, V.V. Shepelevich, N.D. Khatkov, Opt. Spectrosc., **70** (5), 627 (1991).].
- [16] М.П. Шаскольская, *Кристаллография* (Выш. шк., М., 1984).