

03,16

Модуляция диэлектрической проницаемости фоторефрактивного полупроводника GaAs при записи голографической решетки

© В.Н. Навныко

Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина,
Мозырь, Республика Беларусь

E-mail: valnav@inbox.ru

Поступила в Редакцию 3 декабря 2023 г.

В окончательной редакции 21 января 2024 г.

Принята к публикации 22 января 2024 г.

Проанализированы особенности модуляции диэлектрической проницаемости фоторефрактивного кристалла GaAs при записи фазовой голографической решетки в результате когерентного взаимодействия двух световых волн. В кристаллографической системе координат построена поверхность, отображающая зависимость максимальных значений нормальной составляющей изменения компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла от пространственной ориентации волнового вектора голограммы. При теоретических расчетах принимались во внимание линейный электрооптический, фотоупругий и обратный пьезоэлектрический эффекты. Установлено, что наибольшее значение нормальной составляющей изменения компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла GaAs достигается в случае, если волновой вектор голограммы лежит в одной из плоскостей вида $\{110\}$ и отстоит на угловом расстоянии 4° от лежащей в плоскости оси вида $\langle 110 \rangle$. Значение модуляции показателя преломления, близкое к наибольшей величине, может быть достигнуто при ориентации волнового вектора голограммы вдоль направления $\langle 110 \rangle$.

Ключевые слова: фоторефрактивный полупроводник, голографическая решетка, диэлектрическая проницаемость, двухволновое взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2024.02.57243.268

1. Введение

Фоторефрактивные полупроводниковые кристаллы класса симметрии $\bar{4}3m$ (GaAs, InP, CdTe) являются перспективными фоточувствительными средами для записи объемных голографических решеток (далее — решеток), поскольку обладают относительно малым временем фоторефрактивного отклика и допускают возможность перехода в инфракрасный диапазон спектра [1]. Область практического использования фоторефрактивных полупроводников включает такие технические приложения, как оптические системы обработки и передачи информации, устройства для генерации оптического излучения и обращения волнового фронта.

Фоторефрактивные кристаллы GaAs вызывают большой интерес при создании оптических устройств, к которым предъявляются повышенные требования по скорости и фоточувствительности. В пионерской работе [2] показано, что при сравнимом коэффициенте усиления сигнальной волны в кристаллах GaAs и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, длительность фоторефрактивного отклика для полупроводника составляет $20 \mu\text{s}$. Для примера, типичное время фоторефрактивного отклика кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при взаимодействии световых волн с плотностями интенсивности $100 \mu\text{Wcm}^{-2}$ и 12.5mWcm^{-2} на длине волны 514nm составляет 200ms [3]. В [4] продемонстрирована возможность достижения относительно высокого коэффициента усиления сигнальной волны ($6-7 \text{cm}^{-1}$)

при двухволновом взаимодействии в пропускающей геометрии на бегущих решетках, сформированных в кристалле GaAs:Cr при приложении к нему внешнего электрического поля. Использование недопированного кристалла GaAs может привести к уменьшению коэффициента усиления сигнальной волны до 4.5cm^{-1} [5]. Результаты изучения кросс-поляризационной связи при встречном взаимодействии световых пучков в кристалле GaAs представлены в [6]. В работе рассматривается физический механизм кросс-поляризационной связи в фоторефрактивных кристаллах класса симметрии $\bar{4}3m$. Формируемые при двухволновом взаимодействии в кристалле GaAs решетки могут иметь фазово-амплитудную структуру [7]. Дополнительный дифракционный вклад амплитудной решетки приводит к изменению ориентационной зависимости коэффициента усиления сигнальной волны.

В последние годы при изучении особенностей дифракции и взаимодействия световых волн на фазовых решетках в кристалле GaAs получен ряд интересных результатов [8–12]. В [8,9] рассмотрена возможность повышения коэффициента усиления предметной волны и дифракционной эффективности голограммы за счет одновременного приложения к кристаллу GaAs:Cr внешнего постоянного электрического и магнитного полей. В этих работах анализируются случаи, когда вектор напряженности магнитного поля одновременно перпендикулярен вектору напряженности электрическо-

го поля и волновому вектору голограммы. Показано [8], что при таких условиях коэффициент усиления может достигать 18 см^{-1} , что более чем в два раза превышает значения этого коэффициента, полученного в [4]. При восстановлении предметной волны в результате дифракции опорной волны на сформированной в кристалле GaAs:Cr пропускающей решетке достигнутая дифракционная эффективность составила 90% [9]. Анализ особенностей взаимодействия световых волн на голографических решетках, образованных под действием бегущей интерференционной картины в кристалле GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами, представлен в [10,11]. В этих работах рассматривается несколько моделей нелинейного переноса электронов в кристалле GaAs и оценивается корректность их использования при определении напряженности электрического поля пространственно разделенных зарядов фоторефрактивного полупроводника. В [12] предложен и экспериментально апробирован двойной демодуляционный интерферометр, в котором используется схема двухволнового взаимодействия в кристалле GaAs. Продемонстрировано, что предлагаемая конструкция интерферометра за счет возможности выбора различных режимов демодуляции может успешно применяться для детектирования механической вибрации при мониторинге состояния конструкции на производстве.

Значения коэффициента усиления предметной волны и дифракционной эффективности во многом определяются амплитудой модуляции показателя преломления фоторефрактивного кристалла, которая зависит от ориентации волнового вектора решетки в кристаллографической системе координат [13]. В большинстве известных нам работ (см., например, [7,13–18]) при изучении дифракции и когерентного взаимодействия волн на решетках показателя преломления рассматриваются случаи, когда ее волновой вектор либо лежит в плоскости срезов (100), (110), (111), либо перпендикулярен им. К настоящему времени практически не рассмотрен вопрос: при какой ориентации волнового вектора относительно кристаллографической системы координат амплитуда модуляции показателя преломления фазовой решетки в кристалле GaAs будет достигать наибольшего значения. Решение этой задачи позволит более ясно представлять: при каких условиях голографического эксперимента будет достигаться максимальная эффективность дифракции световых волн. С практической точки зрения это открывает возможность повышения выходных энергетических характеристик фазовых голограмм.

Целью настоящей работы является исследование зависимости изменения максимальных значений нормальной составляющей компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости фоторефрактивного кристалла GaAs от направления волнового вектора решетки в кристаллографической системе координат. Будут найдены направления волнового вектора решетки, для которых амплитуда модуляции показателя преломления кристалла GaAs, возникающей под действием наведенной ин-

терференционной картины при двухволновом взаимодействии, принимает экстремально большие значения. При расчетах нормальной составляющей принимаются во внимание линейный электрооптический, фотоупругий и обратный пьезоэлектрический эффекты.

2. Методическая часть

Рассмотрим фоторефрактивный полупроводник GaAs в котором записана синусоидальная фазовая решетка с волновым вектором \mathbf{K} , произвольно ориентированным в кристаллографической системе координат. При когерентном взаимодействии опорной и предметной световых волн на фазовой решетке происходит изменение их поляризационных и энергетических характеристик. Уравнения для нахождения амплитуд взаимодействующих световых волн впервые получены Когельником [19] и могут быть представлены в виде [1]:

$$\frac{dR(z)}{dz} = i \frac{\pi n_0^3}{2\lambda \cos \varphi_R} (\mathbf{e}_R^* \Delta \hat{b} \mathbf{e}_S) S(z), \quad (1)$$

$$\frac{dS(z)}{dz} = i \frac{\pi n_0^3}{2\lambda \cos \varphi_S} (\mathbf{e}_S^* \Delta \hat{b} \mathbf{e}_R) R(z), \quad (2)$$

где R и S — модули векторных амплитуд \mathbf{R} и \mathbf{S} ; z — значение координаты вдоль оси, параллельной нормали к рабочей грани кристалла; \mathbf{e}_R и \mathbf{e}_S — нормированные векторы поляризации опорной и предметной световых волн; $\Delta \hat{b}$ — изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла; n_0 — показатель преломления невозмущенного кристалла; λ — длина световой волны; φ_R и φ_S — углы между волновыми векторами световых волн и нормалью к рабочей грани кристалла; i — мнимая единица. В уравнениях (1) и (2) множитель $\pi n_0^3 / (2\lambda \cos \varphi_{R,S})$ является постоянной связи, а тензорные свертки $(\mathbf{e}_{R,S}^* \Delta \hat{b} \mathbf{e}_{S,R})$ используются для задания амплитуды модуляции показателя преломления фазовой решетки в фоторефрактивном кристалле.

С целью упрощения дальнейшего теоретического анализа используем следующие приближения.

1. Рассмотрим простейший случай, когда опорная и предметная волны имеют линейные поляризации. В связи с чем будем полагать, что для уравнений связанных волн (1) и (2) будут справедливы следующие равенства: $\mathbf{e}_R^* = \mathbf{e}_R$ и $\mathbf{e}_S^* = \mathbf{e}_S$.

2. Будем полагать, что векторные амплитуды световых волн при их распространении внутри кристалла остаются параллельными друг другу. В результате выполнения такого поляризационного условия глубина модуляции записывающей интерференционной картины при двухволновом взаимодействии является оптимальной [20], и, как следствие, интенсивность предметной волны на выходе из кристалла может достигать максимальных значений [21]. Следовательно в тензорных свертках можно полагать, что $\mathbf{e}_R = \mathbf{e}_S = \mathbf{e}$, где \mathbf{e} — единичный

вектор, который используется для задания направления векторных амплитуд световых волн.

3. Используемое в уравнениях связанных волн (1) и (2) изменение обратного тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\Delta b}$ кристалла является симметричным. Тогда с учетом первых двух приближений можно полагать, что $(\mathbf{e}_R \hat{\Delta b} \mathbf{e}_S) = (\mathbf{e}_S \hat{\Delta b} \mathbf{e}_R) = (\mathbf{e} \hat{\Delta b} \mathbf{e})$.

Выражение для нахождения нормальной составляющей изменения компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла запишем в виде

$$\chi(\mathbf{e}) = \mathbf{e} \hat{\Delta b} \mathbf{e} = \Delta b_{mn} e_m e_n, \quad (3)$$

где χ — нормальная составляющая изменения компонент обратного тензора диэлектрической проницаемости в направлении вектора \mathbf{e} .

Для нахождения компонент Δb_{mn} обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла будем использовать известные выражения, представленные в [22]:

$$b_{11} = p_1 n_1 R_1 + p_2 n_2 R_2 + p_3 n_3 R_3,$$

$$b_{22} = p_1 n_2 R_2 + p_2 n_3 R_3 + p_3 n_1 R_1,$$

$$b_{33} = p_1 n_3 R_3 + p_2 n_1 R_1 + p_3 n_2 R_2,$$

$$b_{12} = b_{21} = p_4 (n_1 R_2 + n_2 R_1) + r_{41} n_3,$$

$$b_{13} = b_{31} = p_4 (n_1 R_3 + n_3 R_1) + r_{41} n_2,$$

$$b_{23} = b_{32} = p_4 (n_2 R_3 + n_3 R_2) + r_{41} n_1,$$

$$R_1 = \gamma_{11} Q_1 + \gamma_{12} Q_2 + \gamma_{13} Q_3, \quad R_2 = \gamma_{21} Q_1 + \gamma_{22} Q_2 + \gamma_{23} Q_3,$$

$$R_3 = \gamma_{31} Q_1 + \gamma_{32} Q_2 + \gamma_{33} Q_3, \quad \gamma_{11} = (\Gamma_{22} \Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2) / D,$$

$$\gamma_{22} = (\Gamma_{11} \Gamma_{33} - \Gamma_{13}^2) / D, \quad \gamma_{33} = (\Gamma_{11} \Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2) / D,$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{21} = (\Gamma_{13} \Gamma_{23} - \Gamma_{12} \Gamma_{33}) / D,$$

$$\gamma_{13} = \gamma_{31} = (\Gamma_{12} \Gamma_{23} - \Gamma_{13} \Gamma_{22}) / D,$$

$$\gamma_{23} = \gamma_{32} = (\Gamma_{12} \Gamma_{13} - \Gamma_{11} \Gamma_{23}) / D,$$

$$D = \Gamma_{11} (\Gamma_{22} \Gamma_{33} - \Gamma_{23}^2) - \Gamma_{22} \Gamma_{13}^2 - \Gamma_{33} \Gamma_{12}^2 + 2 \Gamma_{12} \Gamma_{13} \Gamma_{23},$$

$$\Gamma_{11} = c_1 n_1^2 + c_3 (n_2^2 + n_3^2), \quad \Gamma_{22} = c_1 n_2^2 + c_3 (n_1^2 + n_3^2),$$

$$\Gamma_{33} = c_1 n_3^2 + c_3 (n_1^2 + n_2^2), \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{21} = n_1 n_2 (c_2 + c_3),$$

$$\Gamma_{13} = \Gamma_{31} = n_1 n_3 (c_2 + c_3), \quad \Gamma_{23} = \Gamma_{32} = n_2 n_3 (c_2 + c_3),$$

$$Q_1 = 2e_{14} n_2 n_3, \quad Q_2 = 2e_{14} n_1 n_3, \quad Q_3 = 2e_{14} n_1 n_2.$$

Здесь приняты следующие обозначения для ненулевых компонент тензоров линейного электрооптического (\hat{r}^S) и обратного пьезоэлектрического (\hat{e}) эффектов, а также компонент тензоров упругости (\hat{c}^E) и фотоупругости (\hat{p}^E):

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

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

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

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

$$c_{44}^E = c_{55}^E = c_{66}^E \equiv c_3, \quad p_{11}^E = p_{22}^E = p_{33}^E \equiv p_1,$$

$$p_{12}^E = p_{23}^E = p_{31}^E \equiv p_2, \quad p_{13}^E = p_{21}^E = p_{32}^E \equiv p_3,$$

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

Индекс S для компонент тензора линейного электрооптического эффекта означает, что они измерялись для зажатого кристалла; для компонент тензоров упругости и фотоупругости индекс E означает, что они измерялись при постоянном электрическом поле. Упругие и фотоупругие свойства кристаллов описываются тензорами четвертого ранга (c_{ijkl}^E и p_{ijkl}^E), но в приведенных выражениях компоненты этих тензоров имеют два индекса, поскольку они записаны с использованием сокращенных матричных обозначений [23]. Параметры n_1, n_2, n_3 являются направляющими единичного вектора \mathbf{n} в кристаллографической системе координат, который параллелен вектору \mathbf{K} . В приведенных выражениях тензор $\hat{\gamma}$ является обратным к тензору $\hat{\Gamma}$ с компонентами: $\Gamma_{ik} = c_{ijkl}^E n_j n_l$, где c_{ijkl}^E — компоненты тензора упругости.

При решении уравнений связанных волн (1) и (2) использовались заимствованные из [7,24] параметры кристалла GaAs для $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$, что соответствует длине волны излучения твердотельного Nd:YAG лазера: показатель преломления невозмущенного кристалла $n_0 = 3.48$ [7]; электрооптический коэффициент $r_{41} = -1.43 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ [7]; коэффициенты упругости $c_1 = 11.88 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $c_2 = 5.38 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $c_3 = 5.94 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ [7]; коэффициенты фотоупругости $p_1 = -0.165$, $p_2 = p_3 = -0.14$, $p_4 = -0.072$ [24]; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0.154 \text{ C/m}^2$ [7].

Для расчета в работе используется следующая методика. В кристаллографической системе координат фиксируется направление вектора \mathbf{K} , и с учетом приведенных аналитических выражений вычисляются компоненты обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла GaAs. На основании выражения (3) находятся нормальные составляющие χ для различных направлений вектора \mathbf{e} , и определяется максимальное значение χ^{max} , которое ставится в соответствие вектору \mathbf{K} . Далее процедура повторяется для других направлений вектора \mathbf{K} , в результате чего формируется массив численных значений χ^{max} , каждый из которых соответствует определенному образом ориентированному вектору \mathbf{K} . На основании полученных данных далее строится поверхность, отображающая зависимость $\chi^{\text{max}}(\mathbf{K})$.

В зависимости от направления вектора \mathbf{K} нормальная составляющая χ может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Положительное значение χ означает, что под действием линейного электрооптического, фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов амплитудное значение n показателя преломления фазовой решетки будет превышать показатель преломления невозмущенного кристалла n_0 : $n = n_0 + \Delta n$, где Δn — амплитуда фазовой решетки. В обратном случае, при отрицательном значении нормальной составляющей χ , выполняется равенство

$n = n_0 - \Delta n$, то есть, амплитудное значение n фазовой решетки меньше n_0 . Различие в знаках перед Δn является существенным, поскольку определяет направление энергетического обмена при двухволновом взаимодействии на фазовой решетке. Равенство нулю нормальной составляющей χ означает, что для данного направления вектора \mathbf{K} в кристалле GaAs в результате интерференции световых волн фазовая решетка не формируется.

Поскольку нормальная составляющая χ может принимать как положительную, так и отрицательную величину, то его максимальные значения χ^{\max} , соответственно, также могут иметь различные знаки. В этом случае для построения поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ следует использовать две независимые пространственные фигуры, соответствующие значениям χ^{\max} с различными знаками. Методика построения таких поверхностей состоит в следующем. По всем возможным направлениям вектор \mathbf{K} , исходящим из начала кристаллографической системы координат, откладываются отрезки, равные по длине соответствующему численному значению χ^{\max} . Используется следующее правило: если параметр χ^{\max} имеет положительный знак, то соответствующая точка поверхности окрашивается в светло-серый цвет, а если χ^{\max} имеет отрицательное значение — в темно-серый цвет (рис. 1). При соединении концов этих отрезков в совокупности образуется две поверхности, окрашенные в разные цвета. В результате наложения этих фигур в кристаллографической системе координат образуется поверхность, которую можно использовать для отображения зависимости $\chi^{\max}(\mathbf{K})$. Некоторые части поверхностей светло- и темно-серой фигур будут находиться в геометрической тени друг друга, поэтому для их изучения фигуры следует рассматривать по отдельности, а также анализировать сечения поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ определенным образом ориентированными плоскостями.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 в кристаллографической системе координат представлена поверхность, иллюстрирующая зависимость $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ и рассчитанная для кристалла GaAs на основании формулы (3). Векторы (x_1, x_2, x_3) образуют ортогональный базис и совпадают по направлению с осями $[100]$, $[010]$ и $[001]$ соответственно. Видимый на рис. 1 куб является дополнительным построением, ребра которого параллельны векторам (x_1, x_2, x_3) и используются для задания интервала изменения параметра χ^{\max} . При рассмотрении светло-серой части поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ следует учитывать, что отложенные по осям координат числа соответствуют положительным значениям параметра χ^{\max} , поскольку в этих направлениях показатель преломления кристалла увеличивается. Для темно-серой части поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ отложенные вдоль ребер числа будут соответствовать отрицательным значениям параметра χ^{\max} , так как в этом случае амплитуд-

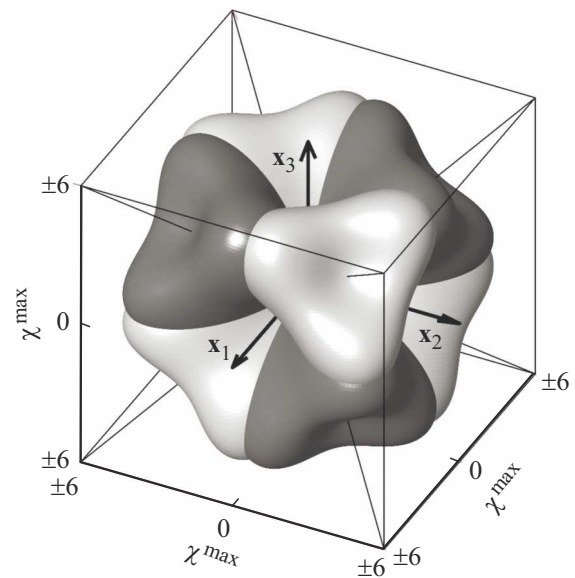


Рис. 1. Зависимость χ^{\max} от направления вектора решетки \mathbf{K} в кристаллографической системе координат.

ное значение показателя преломления решетки будет меньше n_0 .

Как видно из рис. 1, поверхность $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ представляет собой сложную фигуру, которая состоит из восьми симметрично расположенных областей, равных между собой и окрашенных в светло- и темно-серые цвета. Если не учитывать окраску фигуры, то элементы внешней симметрии поверхности в соответствии с принципом Неймана [23] включают элементы точечной группы кристалла класса симметрии $43m$: направлениям $\langle 100 \rangle$ соответствуют три поворотные оси четвертого порядка, а направлениям $\langle 111 \rangle$, которые на рис. 1 совпадают с диагоналями куба, соответствуют четыре поворотные оси третьего порядка. Если фигуру на рис. 1 рассматривать с учетом окраски, то можно говорить, что класс симметрии поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ понижается и соответствует точечной группе 23, поскольку в этом случае направлениям $\langle 100 \rangle$ соответствуют поворотные оси второго порядка. Изменение симметрии фигуры можно объяснить принципом суперпозиции Кюри [23], в соответствии с которым определяются свойства кристалла, подвергнутого внешнему воздействию.

При рассмотрении поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ можно предварительно видеть, что наибольшие значения нормальной составляющей будут достигаться для таких ориентаций вектора \mathbf{K} , при которых они будут отклонены на малое угловое расстояние от направлений $\langle 110 \rangle$. Наименьшие значения χ^{\max} будут соответствовать направлениям в окрестности осей $\langle 100 \rangle$.

Светло- и темно-серые фигуры, при совмещении которых образуется поверхность $\chi^{\max}(\mathbf{K})$, по отдельности представляют собой подобные друг другу поверхности, которые состоят из четырех симметрично расположенных тетраэдроподобных выпуклостей. Каждая из фигур

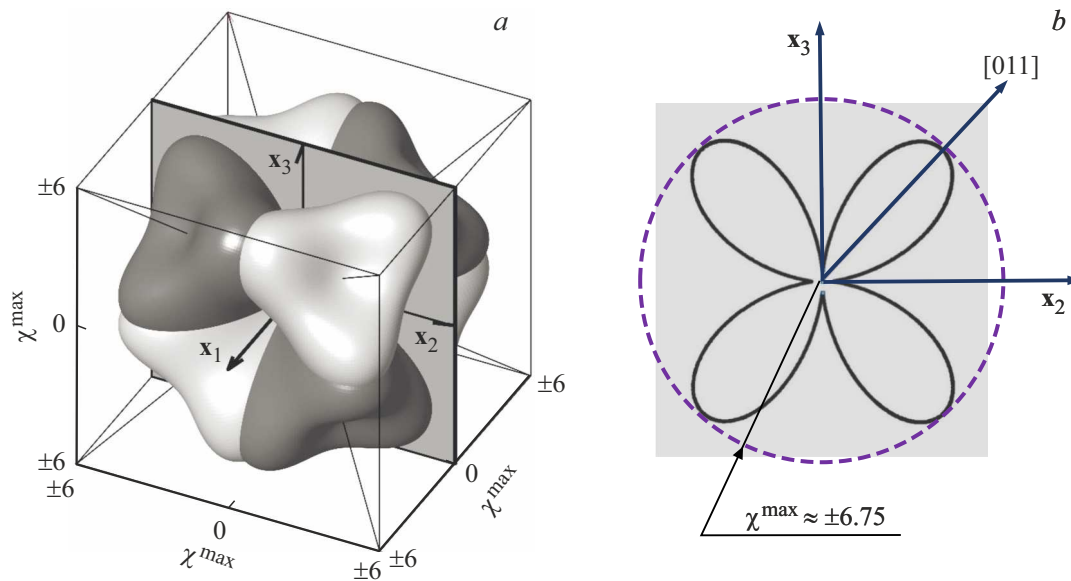


Рис. 2. Сечение поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ плоскостью, параллельной (100) и проходящей через начало координат.

включает элементы точечной группы 23: направлениям $\langle 100 \rangle$ соответствуют три поворотные оси второго порядка, а направлениям $\langle 111 \rangle$ — четыре поворотные оси третьего порядка. Фигуры могут быть совмещены друг с другом при их вращении относительно осей $\langle 100 \rangle$ на 90° . Важно отметить, что значения параметра χ^{\max} вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ для светло- и темно-серых фигур существенно различаются. Например, если вдоль направления $[111]$ параметр χ^{\max} для светло-серой фигуры принимает значение, которое сравнимо с наибольшим, то уже для темно-серой фигуры параметр χ^{\max} будет приблизительно равен нулю.

Наибольшее (экстремальное) значение нормальной составляющей χ^{extr} для кристалла с параметрами GaAs не может быть достигнуто при ориентации вектора \mathbf{K} вдоль „известных“ направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ — существуют отличные от указанных направления вектора \mathbf{K} (далее — экстремальные направления \mathbf{K}^{extr}), вдоль которых χ^{\max} достигает своего экстремального значения ($\chi^{\max} = \chi^{\text{extr}}$). Вследствие высокой симметрии поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ экстремальные направления \mathbf{K}^{extr} также будут являться симметрично эквивалентными.

Рассмотрим сечение поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ плоскостью, параллельной (100) и проходящей через начало системы координат. На рис. 2, *a* отображено взаимное расположение поверхности и секущей плоскости. На рис. 2, *b* темной сплошной линией представлен след сечения, а также показаны векторы x_2 , x_3 и направление $[011]$. Штриховая окружность является дополнительным построением и ее радиус соответствует наибольшему для данного сечения значению $\chi^{\max} = 6.75$.

Штриховая окружность касается поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ в плоскости сечения вдоль направлений $\langle 110 \rangle$. Таким образом, если вектор \mathbf{K} лежит в одной из плоскостей вида $\{100\}$, то наибольшее значения χ^{\max} может быть

достигнуто в том случае, когда он будет направлен вдоль лежащего в этой плоскости направления $\langle 110 \rangle$. С практической точки зрения это говорит о том, что при записи пропускающей решетки в кристалле GaAs среза (100) максимальная эффективность дифракции может быть достигнута при таком ориентационном угле, для которого выполняется условие: $\mathbf{K} \parallel \langle 110 \rangle$. Наименьшее значение χ^{\max} в плоскости среза, равное 0.43, достигается при ориентации вектора \mathbf{K} вдоль направлений $\langle 100 \rangle$. Для остальных ориентаций вектора \mathbf{K} в плоскости сечения значение χ^{\max} изменяется в пределах от 0.43 и до 6.75.

Отметим, что на рис. 2, *b* следы соприкосновения секущей плоскости со светло- и темно-серой фигурами совпадают друг с другом и потому они не выделены цветом, а обозначены единообразно темной сплошной линией. В общем случае следы соприкосновения секущей плоскости с этими фигурами не совпадают, и в дальнейшем сечения светло- и темно-серых поверхностей будем помечать серой и черной линиями соответственно.

Проанализируем сечение поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ плоскостью, параллельной (110) и проходящей через начало координат (см. рис. 3). Радиус штриховой окружности равен $\chi^{\max} = 6.95$. Сечения светло- и темно-серых фигур являются симметричными кривыми и могут быть совмещены сами с собой путем поворота на 180° относительно оси x_3 , а также при аналогичном повороте относительно направления $[\bar{1}10]$.

Точки касания штриховой окружности с сечением поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ на рис. 3 соответствуют таким ориентациям вектора \mathbf{K} , при которых он образует в плоскости сечения угол 4° с направлениями $[\bar{1}10]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$. Поскольку в данном случае радиус окружности равен экстремальному значению χ^{extr} , можно утверждать, что такие направления являются экстремальными, для которых выполняется равенство $\chi^{\max} = \chi^{\text{extr}} = 6.95$. Для

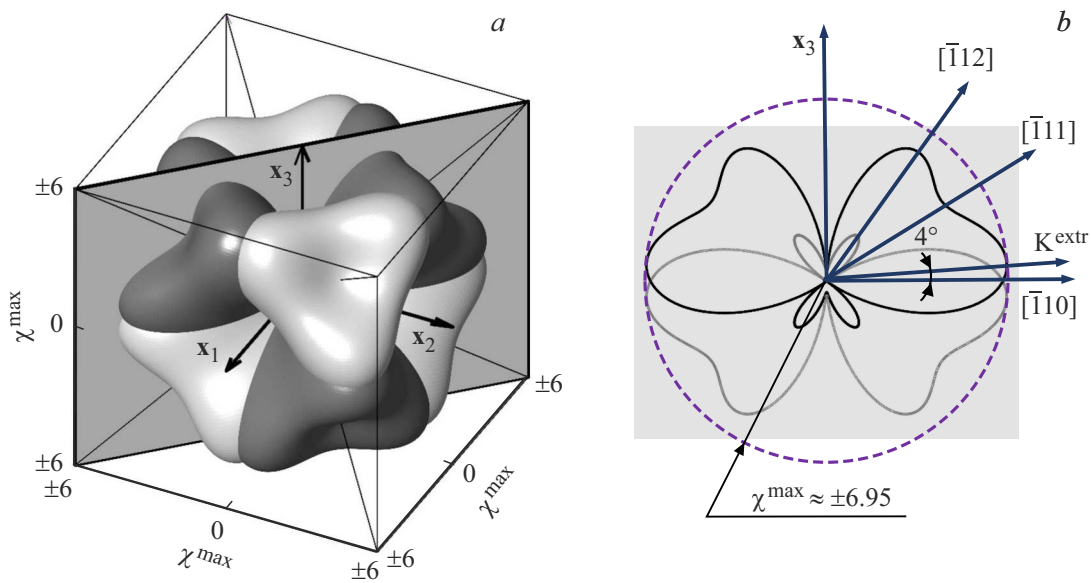


Рис. 3. Сечение поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ плоскостью, параллельной (110) и проходящей через начало координат.

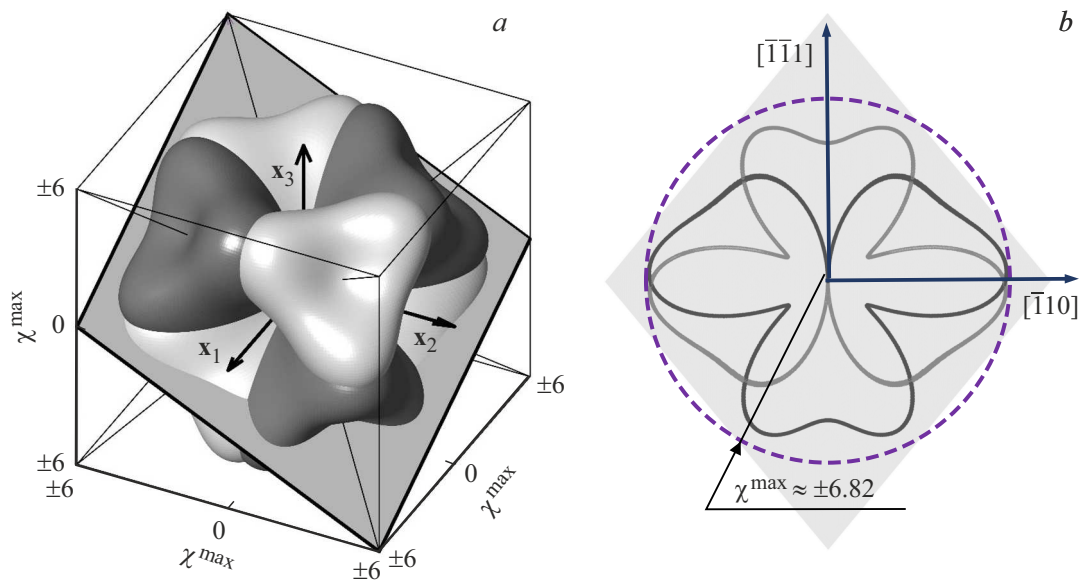


Рис. 4. Сечение поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ плоскостью, параллельной (112) и проходящей через начало координат.

наглядности на рис. 3, *b* одно из экстремальных направлений помечено вектором \mathbf{K}^{extr} . С учетом симметрии поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ можно утверждать, что при ориентации вектора \mathbf{K} вдоль любого направления, лежащего в плоскостях $\{110\}$, которое составляет угол 4° с направлениями вида $\langle 110 \rangle$ параметр χ^{\max} будет достигать своего экстремального значения χ^{extr} .

Среди направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\langle 112 \rangle$ значение χ^{\max} , наиболее близкое к χ^{extr} , может быть достигнуто при $\mathbf{K} \parallel \langle 110 \rangle$. В этом случае значение $\chi^{\max} = 6.74$ и составляет 97% от χ^{extr} . Вдоль направлений $\langle 112 \rangle$ значение χ^{\max} в плоскости сечения приблизительно равно 6.07, что составляет 88% от χ^{extr} . Отметим, что для светло-

и темно-серой фигур значения χ^{\max} вдоль направлений $\langle 112 \rangle$ заметно отличаются. Например, вдоль направления $[\bar{1}12]$ χ^{\max} достигает 6.07 для темно-серой фигуры и 2.1 — для светло-серой, а в направлении $[\bar{1}1\bar{2}]$ ситуация меняется на противоположную. Для направления $[\bar{1}11]$ достигаемое значение χ^{\max} составляет 5.36, что на 25% меньше χ^{extr} . В плоскости сечения вдоль направлений вида $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ значения χ^{\max} вследствие симметричности поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ достигают тех же величин, что и на рис. 2.

На рис. 4 приведено сечение поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ плоскостью, параллельной (112) и проходящей через начало координат. Интерес к изучению такого сечения

обусловлен тем, что в литературе анализируются случаи, когда, либо волновой вектор \mathbf{K} направлен вдоль направления $\langle 112 \rangle$, либо рабочая грань кристалла вырезана параллельно плоскости (112) . Например, в работе [25] анализируется зависимость коэффициента двухпучкового усиления при неоднаправленном энергообмене на отражательной голограмме от угла поворота поляризации сигнальной волны для случая, когда волновой вектор \mathbf{K} направлен вдоль направления $[11\bar{2}]$. В работе [17] при исследовании ориентационной зависимости коэффициента усиления сигнальной волны и дифракционной эффективности пропускающей голограммы при попутном двухволновом взаимодействии в кубическом кристалле среза (111) анализируется случай, когда при вращении в плоскости среза волновой вектор \mathbf{K} ориентирован вдоль направления $[\bar{1}\bar{1}2]$.

Плоскости вида $\{112\}$ не содержат экстремальных направлений поскольку наибольшее значение χ^{\max} в плоскости сечения составляет 6.82, что меньше экстремального значения $\chi^{\text{extr}} = 6.95$. Штриховая окружность касается сечения поверхности $\chi^{\max}(\mathbf{K})$ для таких ориентаций вектора \mathbf{K} , при которых они образуют малые углы ($\sim 2^\circ$) с направлениями $[\bar{1}10]$ и $[1\bar{1}0]$. Поскольку вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ параметр χ^{\max} принимает значение 6.74, то можно утверждать, что при использовании кристалла GaAs для записи фазовой голограммы близкое к наибольшему значению модуляции показателя преломления в плоскости (112) достигается в том случае, когда вектор \mathbf{K} совпадает либо составляет малый угол с направлениями $\langle 110 \rangle$. Вдоль направления $[\bar{1}\bar{1}1]$ достигаемое значение χ^{\max} составляет 5.36, что соответствует данным на рис. 3.

4. Заключение

Увеличение коэффициента усиления сигнальной волны и дифракционной эффективности голограммы при двухволновом когерентном взаимодействии в фоторефрактивном кристалле является комплексной задачей, требующей совместного учета ряда факторов. Управление амплитудой фазовой голографической решетки за счет выбора оптимальной ориентации волнового вектора голограммы в кристаллографической системе координат является одним из основных способов, за счет которых возможно повышение эффективности дифракции световых волн.

В работе показано, что экстремально большие значения амплитуды модуляции показателя преломления фоторефрактивного кристалла GaAs при записи фазовой голограммы могут быть достигнуты в случае, если волновой вектор решетки будет лежать в одной из плоскостей вида $\{110\}$ и составлять угол 4° с лежащим в этой плоскости направлением вида $\langle 110 \rangle$. Близкое по величине к экстремальному значению модуляции показателя преломления может быть достигнуто при ориентации волнового вектора решетки вдоль направлений $\langle 110 \rangle$.

В этом случае амплитуда фазовой голограммы может достигать 97% от экстремального значения. При ориентации вектора решетки вдоль направлений $\langle 112 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ максимально достижимая амплитуда фазовой голограммы будет меньше приблизительно на 12 и 25% соответственно. Наименьшая модуляция амплитуды показателя преломления среди рассмотренных случаев будет достигаться при ориентации вектора решетки вдоль направлений $\langle 100 \rangle$. При расчетах обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла GaAs приняты во внимание линейный электрооптический, фотоупругий и обратный пьезоэлектрический эффекты.

Полученные результаты могут использоваться для выбора оптимальной ориентации кристаллического образца при проведении экспериментов по голографической записи в фоторефрактивном кристалле GaAs. Также полученные данные могут быть полезны для повышения эффективности использования устройств голографической интерферометрии, оптической фильтрации и иных приложений, в которых используются кристаллы арсенида галлия.

Финансирование работы

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

Благодарности

Выражаю благодарность рецензентам за внимательное прочтение рукописи статьи и полезные замечания, что способствовало повышению научного уровня работы.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб (1992). 320 с.
- [2] M.B. Klein. Opt. Lett. **9**, 8, 350 (1984).
- [3] A. Marrakchi, J.P. Huignard, P. Günter. Appl. Phys. **24**, 131 (1981).
- [4] B. Imbert, H. Rajbenbach, S. Mallick, J.P. Herriau, J.P. Huignard. Opt. Lett. **13**, 4, 327 (1988).
- [5] D.T.H. Liu, L.J. Cheng, A.E. Chiou, P. Yeh. Opt. Commun. **72**, 6, 384 (1989).
- [6] L.J. Cheng, P. Yeh. Opt. Lett. **13**, 1, 50 (1988).
- [7] K. Shcherbin, S. Odoulov, R. Litvinov, E. Shandarov, S. Shandarov. J. Opt. Soc. Am. B **13**, 10, 2268 (1996).
- [8] D. Sharma, D. Mohan, U. Gupta. Appl. Phys. Lett. **98**, 211119 (2011).

- [9] D. Sharma, U. Gupta, D. Mohan. *J. Nonlinear Opt. Phys. Materials* **21**, 4, 1250053 (2012).
- [10] B. Jabłoński, M. Wichtowski, A. Ziółkowski, E. Weinert-Rączka. *Opt. Quant. Electron.* **49**, 182 (2017).
- [11] B. Jabłoński, Weinert-Rączka. *Opt. Laser Technology* **134**, 106617 (2021).
- [12] Z. Zhenzhen, J. Zhongqing, J. Guangrong, W. Qiwu. *Opt. Lasers Eng.* **106**, 82 (2018).
- [13] H.J. Eichler, Y. Ding, B. Smandek. *Phys. Rev. A* **52**, 3, 2411 (1995).
- [14] Y. Ding, H.J. Eichler. *Opt. Commun.* **110**, 456 (1994).
- [15] K. Walsh, T.J. Hall, R.E. Burge. *Opt. Lett.* **12**, 12, 1026 (1987).
- [16] B. Sugg, F. Kahmann, R.A. Rupp, Ph. Delaye, G. Roosen. *Opt. Commun.* **102**, 6 (1993).
- [17] V.V. Shepelevich, S.F. Nichiporko, A.E. Zagorskiy, N.N. Egorov, Y. Hu, K.H. Ringhofer, E. Shamonina, V.Ya. Gayvoronsky. *Ferroelectrics* **266**, 305 (2002).
- [18] С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, Ю.Н. Кульчин, Р.В. Ромашко, А.Л. Толстик, В.В. Шепелевич. *Квантовая электрон.* **38**, 11, 1059 (2008).
- [19] H. Kogelnik. *Bell System Tech. J.* **48**, 9, 2909 (1969).
- [20] S. Mallick, M. Miteva, L. Nikolova. *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 5, 1179 (1997).
- [21] В.Н. Навныко, А.В. Макаревич. *ФТТ* **65**, 3, 451 (2023).
- [22] С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков. *Оптика и спектроскопия* **70**, 5, 1068 (1991).
- [23] М.П. Шаскольская. *Кристаллография. Высш. шк., М.* (1984). 376 с.
- [24] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs, InP.* Science and Encyclop. Publishers, Vilnius (1994). 264 p.
- [25] М.П. Мартыянов, С.М. Шандаров, Р.В. Литвинов. *ФТТ* **44**, 6, 1006 (2002).

Редактор Т.Н. Василевская