

Четырехволновое взаимодействие на фазово-амплитудных голографических решетках в фоторефрактивном пьезокристалле класса симметрии $\bar{4}3m$

© В.Н. Навныко

Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина,
247760 Мозырь, Гомельская обл., Республика Беларусь

e-mail: valnav@inbox.ru

Поступила в редакцию 16.11.2021 г.

В окончательной редакции 16.11.2021 г.

Принята к публикации 18.12.2021 г.

Представлена система уравнений связанных волн, пригодная для расчета векторных амплитуд линейно поляризованных световых волн при четырехволновом взаимодействии на фазово-амплитудных голографических решетках в кубическом фоторефрактивном полупроводнике произвольного среза, принадлежащем классу симметрии $\bar{4}3m$. На основании численного решения системы уравнений связанных волн рассчитаны графики зависимости интенсивностей поляризационных компонент обращенной световой волны от ориентационного угла для кристалла GaAs среза (110). Проведено сравнение полученных графиков зависимостей с известными теоретическими и экспериментальными данными. Показано, что наилучшее совпадение результатов теоретического моделирования и экспериментальных данных достигается в случае, если при расчете встречного четырехволнового взаимодействия в кристалле GaAs среза (110) допускается формирование нескольких фазово-амплитудных голографических решеток, а также принимается во внимание вклад фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов вместе с поглощением кристалла.

Ключевые слова: четырехволновое взаимодействие, фоторефрактивный полупроводник, световая волна, голографическая решетка, уравнения связанных волн.

DOI: 10.21883/OS.2022.03.52167.2936-21

Введение

Фоторефрактивные кристаллы могут использоваться в качестве светочувствительных материалов в устройствах, предназначенных для генерации, обработки и передачи оптических сигналов [1]. Вследствие наличия стационарного усиления падающего светового пучка и возможности создания обратной связи, обеспечивающей обращение волнового фронта, фоторефрактивные кристаллы используются при разработке лазеров на динамических решетках [2]. Кубические фоторефрактивные полупроводники обладают рядом преимуществ по отношению к другим фоточувствительным материалам, поскольку обладают относительно малым временем фоторефрактивного отклика, низким порогом генерации по мощности волн накачки и возможностью перехода в инфракрасный диапазон спектра [3].

Результаты пионерских исследований обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивных полупроводниках доложены в работах [4–7]. Результаты экспериментального наблюдения вырожденного четырехволнового взаимодействия в кристалле GaAs:EL2 приведены в [4]. В работе экспериментально определено время фоторефрактивного отклика и предсказана возможность использования кристаллов GaAs в оптических устройствах, от которых требуется высокая скорость и чувствительность. Практически

одновременно выходит работа [5], в которой приведены результаты экспериментального изучения закономерностей четырехволнового взаимодействия в кристалле InP:Fe. В рамках этой работы исследовано влияние приложенного к кристаллу переменного электрического поля на интенсивность обращенной световой волны и указано на возможность использования таких кристаллов для обработки оптических сигналов в инфракрасном диапазоне. В [6] изучено влияние приложенного переменного электрического поля на коэффициент отражения при четырехволновом взаимодействии в кристалле GaAs, а также изучены характеристики обращенного волнового фронта. Наибольший экспериментально измеренный стационарный коэффициент отражения для кристалла GaAs составил 15%, причем наблюдалось кратковременное увеличение коэффициента отражения до 510%. В [7] продемонстрировано, что при записи бегущих голографических решеток и при приложении к кристаллу GaAs:Cr постоянного внешнего электрического поля коэффициент отражения может достигать 500%.

Наряду с исследованиями закономерностей обращения волнового фронта в фоторефрактивных полупроводниках изучаются [8,9] возможности использования таких кристаллов в устройствах, предназначенных для обработки изображений и в оптических генераторах. В [8] представлены результаты экспериментов по об-

ращению волнового фронта и обработке изображений. Показано, что кристаллы GaAs, несмотря на относительно малый электрооптический коэффициент, могут эффективно использоваться как регистрирующие среды в устройствах, предназначенных для обработки изображений. Закономерности четырехволнового взаимодействия в Ga/AlGaAs полупроводниковых лазерах проанализированы в [9]. Полученные результаты демонстрируют, что кристаллы Ga/AlGaAs могут являться эффективным источником нелинейного оптического взаимодействия в лазерах. В настоящее время четырехволновое взаимодействие применяется для изучения и совершенствования полупроводниковых лазеров на квантовых точках (см., например, [10–12]).

Теоретический анализ дифракции световых волн на голографических решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах достаточно сложен, поскольку помимо линейного электрооптического эффекта требует дополнительного учета ряда свойств регистрирующей среды. При записи и восстановлении голографической решетки в фоторефрактивном пьезокристалле существенную роль играют упругие деформации, возникающие при наведении электрических полей [13]. Наличие упругих деформаций обуславливает необходимость дополнительного учета фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов при расчете модуляции диэлектрической проницаемостью кристалла на оптических частотах. Расчет анизотропии голографической решетки в кубическом кристалле с одновременным учетом линейного электрооптического, фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов выполнен в [14]. При расчете эффективности дифракции на объемной голограмме также следует учитывать, что голографическая решетка может иметь фазово-амплитудную структуру (смешанная голограмма) и представлять собой совокупность фазовой и амплитудной решеток [15,16]. Фазовая решетка возникает за счет пространственной модуляции показателя преломления регистрирующей среды, а амплитудная решетка — показателя поглощения. Вклад амплитудной составляющей может оказывать существенное влияние на дифракционную эффективность голографической решетки, сформированной в кубическом фоторефрактивном кристалле [17]. В работе показано, что наилучшее согласование теоретических и экспериментальных данных, полученных при нахождении ориентационной зависимости дифракционной эффективности пропускающей голограммы, сформированной в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), достигается при учете фазово-амплитудной структуры голографической решетки. В [18] описана экспериментальная методика раздельного изучения свойств фазовых и амплитудных голографических решеток в кристаллах GaAs и InP, которая основывается на изучении динамики изменения интенсивности дифрагированного пучка при четырехволновом взаимодействии. Показано, что начальное быстрое уменьшение интенсивности дифрагированного светового пучка обусловлено стиранием амплитудной голографической решетки, а последующее

плавное уменьшение интенсивности вызвано стиранием фазовой голографической решетки.

В ранних теоретических работах при расчете четырехволнового взаимодействия в кубических фоторефрактивных кристаллах пренебрегалось совместным вкладом фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, фазово-амплитудной структурой голограмм и поглощением, что могло приводить к заметным отклонениям теоретических данных от результатов эксперимента [19]. Расчет оптимальных условий обращения волнового фронта в кубических фоторефрактивных кристаллах класса симметрии 23 с учетом фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, оптической активности и поглощения выполнен в [20]. На основании решения уравнений связанных волн в работе найдены аналитические выражения для коэффициентов прохождения и отражения при четырехволновом взаимодействии на пропускающей голографической решетке с волновым вектором, ориентированном вдоль кристаллографического направления $[\bar{1}10]$, и световыми волнами, волновые нормали которых лежат в плоскости (001). Рассчитаны пороговые условия генерации обращенного светового фронта при взаимодействии неортогонально поляризованных световых пучков накачки при приложении к кристаллу внешнего меандрового электрического поля. Анализ закономерностей векторного четырехволнового взаимодействия на отражательной голографической решетке в кубическом оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле выполнен в [21]. В работе теоретически предсказано, что для кристалла ВТО:Fe, Si толщиной более 3 mm коэффициент отражения может превышать 100% при оптимальном выборе ориентаций вектором поляризации сигнальной и накачивающих волн. Представлена система уравнений связанных волн, пригодная для расчета обращенного волнового фронта при дифракции световых пучков на отражательной голографической решетке в кубическом фоторефрактивном кристалле класса симметрии 23 произвольного среза. Особенности четырехволнового взаимодействия на фазово-амплитудных пропускающих решетках в кристалле ВТО среза (110) с учетом фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, оптической активности, поглощения и циркулярного дихроизма изучены в [22]. Теоретически изучена зависимость интенсивности обращенной световой волны от ориентационного угла и толщины кристалла. Экспериментально установлено, что в кристалле ВТО толщиной 7.7 mm коэффициент отражения может достигать 240%. В работе определены значения ориентационных углов, соответствующих наибольшим значениям коэффициента отражения. Показано, что наилучшее согласование теоретических и экспериментальных данных достигается в случае, если при расчетах принимается во внимание фазово-амплитудная структура формируемых в кристалле ВТО пропускающих голографических решеток.

Задача об анализе закономерностей обращения волнового фронта на фазово-амплитудных голографических

решетках в кубических фоторефрактивных кристаллах класса симметрии $\bar{4}3m$ с учетом фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, насколько нам известно, до настоящего времени не рассматривалась. При решении этой задачи следует учитывать, что в общем случае при встречном четырехволновом взаимодействии в кубическом фоторефрактивном кристалле может одновременно формироваться 6 фазово-амплитудных голографических решеток [2]. Учет в теоретической модели указанных особенностей позволит найти новые закономерности формирования обращенного волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном полупроводнике, более точно рассчитать коэффициенты отражения и прохождения, а также предсказать оптимальные условия генерации сопряженной по фазе световой волны.

Целью настоящего исследования было построение математической модели, пригодной для описания вырожденного встречного четырехволнового взаимодействия на фазово-амплитудных голографических решетках, формируемых в кубическом фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$, и сравнение получаемых на основании этой модели теоретических данных с результатами известных экспериментальных исследований. При разработке математической модели рассмотрен случай, когда при четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле формируется 6 фазово-амплитудных голографических решеток, а взаимодействующие волны имеют линейную поляризацию. В теоретической модели также будут приняты во внимание линейный электрооптический, фотоупругий и обратный пьезоэлектрический эффекты, а также поглощение кристалла.

Математическая модель

Пусть на кубический фоторефрактивный полупроводник падают две волны накачки 1 и 2, а также сигнальная волна 3 (рис. 1). Предположим, что световые волны являются монохроматическими линейно поляризованными и распространяются в плоскости падения (I). Волны накачки 1 и 2 распространяются в направлениях, обозначенных единичными векторами \mathbf{e}_{1n} и \mathbf{e}_{2n} . Направление распространения сигнальной волны совпадает по направлению с единичным вектором \mathbf{e}_{3n} . Волна 4 возникает в результате дифракционных процессов волн накачки и сигнальной волны на сформированных в кристалле голографических решетках и распространяется в направлении единичного вектора \mathbf{e}_{4n} .

Для описания состояния поляризации j -й волны используем ортонормированный базис (\mathbf{e}_{jp} , \mathbf{e}_{js} , \mathbf{e}_{jn}), где $\mathbf{e}_{jn} = [\mathbf{e}_{jp} \times \mathbf{e}_{js}]$ ($j = 1, 2, 3, 4$). Вектор \mathbf{e}_{jp} лежит в плоскости падения и используется для задания p -поляризации j -й волны. Вектор \mathbf{e}_{js} перпендикулярен плоскости падения и используется для задания s -поляризации j -й волны. Вектор \mathbf{e}_{jn} совпадает по направлению с волновой нормалью j -й волны. Вектор \mathbf{E}_j является

вектором напряженности электрического поля j -й волны и лежит в плоскости, содержащей векторы \mathbf{e}_{jp} и \mathbf{e}_{js} . Для задания ориентации вектора \mathbf{E}_j относительно кристалла используется азимут поляризации ψ_j , который является мерой углового расстояния между векторами \mathbf{e}_{jp} и \mathbf{E}_j , отсчитываемый по часовой стрелке, если смотреть вдоль вектора \mathbf{e}_{jn} .

Поверхность голографического стола параллельна плоскости (I), с которой жестко связан ортонормированный базис (\mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3), где $\mathbf{e}_3 = [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2]$. На рис. 1 векторы \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_3 лежат в плоскости (I). Координата z отсчитывается вдоль положительного направления оси Oz , совпадающего по направлению с единичным вектором \mathbf{e}_3 . За начало отсчета оси Oz ($z = 0$) принимается точка ее пересечения с гранью кристалла (II). Кристалл можно поворачивать вокруг оси Oz , и его положение относительно голографического стола определяется с использованием единичных векторов \mathbf{s} и \mathbf{q} , которые жестко фиксированы в кристаллографической системе координат. Ориентационный угол θ используется для задания угла поворота кристалла относительно оси Oz и определяется как угловое расстояние между векторами \mathbf{e}_2 и \mathbf{q} , которое отсчитывается по часовой стрелке в плоскости (II) от вектора \mathbf{e}_2 к вектору \mathbf{q} , если смотреть навстречу вектору \mathbf{e}_3 . Будем считать, что грань (II) кристалла и параллельная ей грань являются рабочими и покрыты антиотражающим покрытием. Расстояние между этими гранями равняется толщине кристалла d , которая отсчитывается от грани (II). Угловое расстояние между вектором \mathbf{e}_{jn} и осью Oz обозначается как угол φ_j , который отсчитывается в плоскости падения и равняется углу Брэгга φ .

На вставке рис. 1 в рабочей системе координат отображена ориентация волновых векторов двух пропускающих ($\mathbf{K}_{13}, \mathbf{K}_{24}$) и четырех отражательных ($\mathbf{K}_{12}, \mathbf{K}_{14}, \mathbf{K}_{23}, \mathbf{K}_{34}$) голографических решеток, которые могут формироваться при встречном четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле. Пропускающие голограммы 13 и 24 образуются в результате попарной интерференции соответственно волны накачки 1 с сигнальной волной 3 и волны накачки 2 с волной 4. Отражательные голографические решетки 14 и 23 формируются при попарном взаимодействии волны накачки 1 с волной 4 и волны накачки 2 с сигнальной волной 3. Интерференция волн накачки 1 и 2 обуславливает формирование отражательной голограммы 12. За счет когерентного взаимодействия сигнальной волны 3 с волной 4 может происходить образование отражательной голограммы 34.

Стационарное решение волнового уравнения будем искать в виде суперпозиции четырех линейно поляризованных световых волн:

$$\mathbf{E} = \sum_{j=1}^4 (E_{jp} \mathbf{e}_{jp} + E_{js} \mathbf{e}_{js}) e^{i\theta_j}, \quad (1)$$

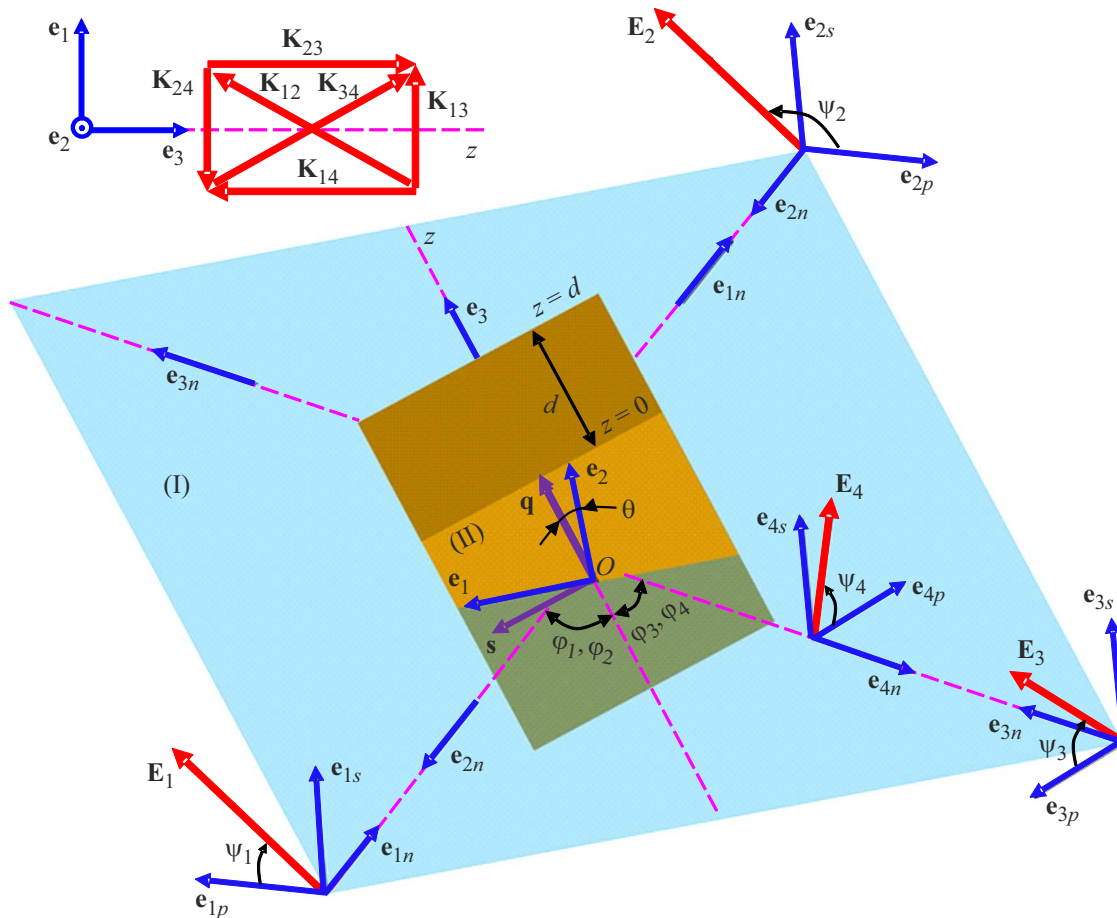


Рис. 1. Схема встречного четырехволнового взаимодействия в фоторефрактивном полупроводнике.

где \mathbf{E} — вектор электрической напряженности результирующего светового поля в кристалле, изменяющийся вдоль оси z ; E_{jp}, E_{js} — p - и s -компоненты векторной амплитуды \mathbf{E}_j , являющиеся функциями координаты z ; ϑ_j — начальная фаза j -й волны.

Когерентное взаимодействие световых волн приводит к образованию интерференционных картин в кристалле. Глубина модуляции интерференционных картин может быть найдена на основании следующих выражений:

$$m^{hu} = (E_{hs}E_{us} + E_{hp}E_{up} \cos(\mathbf{e}_{hp}\mathbf{e}_{up}))/I_0, \quad (2)$$

где m^{hu} — глубина модуляции интерференционной картины hu ($hu = 12, 13, 14, 23, 24, 34$); $(\mathbf{e}_{hp}\mathbf{e}_{up})$ — скалярное произведение векторов. Здесь и далее верхний индекс hu означает, что параметр находится применительно к голографической решетке hu . Результирующая интенсивность светового поля внутри кристалла I_0 находится по формуле $I_0 = E_{1s}^2 + E_{1p}^2 + E_{2s}^2 + E_{2p}^2 + E_{3s}^2 + E_{3p}^2 + E_{4s}^2 + E_{4p}^2$.

С использованием выражений (1), (2) из волнового уравнения в приближении медленно меняющихся амплитуд можно получить уравнения связанных волн, которые в дальнейшем используются для анализа закономерностей встречного четырехволнового взаимодействия на

двух пропускающих и четырех отражательных фазово-амплитудных решетках, сформированных в фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$ произвольного среза:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{1p}}{dz} &= (\kappa_{1p2p} + \sigma_{1p2p})E_{2p} + (\kappa_{1p2s} + \sigma_{1p2s})E_{2s} \\ &+ (\kappa_{1p3p} + \sigma_{1p3p})E_{3p} + (\kappa_{1p3s} + \sigma_{1p3s})E_{3s} \\ &+ (\kappa_{1p4p} + \sigma_{1p4p})E_{4p} + (\kappa_{1p4s} + \sigma_{1p4s})E_{4s} - \alpha_1 E_{1p}, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{1s}}{dz} &= (\kappa_{1s2p} + \sigma_{1s2p})E_{2p} + (\kappa_{1s2s} + \sigma_{1s2s})E_{2s} \\ &+ (\kappa_{1s3p} + \sigma_{1s3p})E_{3p} + (\kappa_{1s3s} + \sigma_{1s3s})E_{3s} \\ &+ (\kappa_{1s4p} + \sigma_{1s4p})E_{4p} + (\kappa_{1s4s} + \sigma_{1s4s})E_{4s} - \alpha_1 E_{1s}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{2p}}{dz} &= (-\kappa_{2p1p} + \sigma_{2p1p})E_{1p} + (-\kappa_{2p1s} + \sigma_{2p1s})E_{1s} \\ &+ (\kappa_{2p3p} + \sigma_{2p3p})E_{3p} + (\kappa_{2p3s} + \sigma_{2p3s})E_{3s} \\ &+ (\kappa_{2p4p} + \sigma_{2p4p})E_{4p} + (\kappa_{2p4s} + \sigma_{2p4s})E_{4s} - \alpha_2 E_{2p}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{2s}}{dz} = & (-\kappa_{2s1p} + \sigma_{2s1p})E_{1p} + (-\kappa_{2s1s} + \sigma_{2s1s})E_{1s} \\ & + (\kappa_{2s3p} + \sigma_{2s3p})E_{3p} + (\kappa_{2s3s} + \sigma_{2s3s})E_{3s} \\ & + (\kappa_{2s4p} + \sigma_{2s4p})E_{4p} + (\kappa_{2s4s} + \sigma_{2s4s})E_{4s} - \alpha_2 E_{2s}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{3p}}{dz} = & (-\kappa_{3p1p} + \sigma_{3p1p})E_{1p} + (-\kappa_{3p1s} + \sigma_{3p1s})E_{1s} \\ & + (-\kappa_{3p2p} + \sigma_{3p2p})E_{2p} + (-\kappa_{3p2s} + \sigma_{3p2s})E_{2s} \\ & + (\kappa_{3p4p} + \sigma_{3p4p})E_{4p} + (\kappa_{3p4s} + \sigma_{3p4s})E_{4s} - \alpha_3 E_{3p}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{3s}}{dz} = & (-\kappa_{3s1p} + \sigma_{3s1p})E_{1p} + (-\kappa_{3s1s} + \sigma_{3s1s})E_{1s} \\ & + (-\kappa_{3s2p} + \sigma_{3s2p})E_{2p} + (-\kappa_{3s2s} + \sigma_{3s2s})E_{2s} \\ & + (\kappa_{3s4p} + \sigma_{3s4p})E_{4p} + (\kappa_{3s4s} + \sigma_{3s4s})E_{4s} - \alpha_3 E_{1s}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{4p}}{dz} = & (-\kappa_{4p1p} + \sigma_{4p1p})E_{1p} + (-\kappa_{4p1s} + \sigma_{4p1s})E_{1s} \\ & + (-\kappa_{4p2p} + \sigma_{4p2p})E_{2p} + (-\kappa_{4p2s} + \sigma_{4p2s})E_{2s} \\ & + (-\kappa_{4p3p} + \sigma_{4p3p})E_{3p} + (-\kappa_{4p3s} + \sigma_{4p3s})E_{3s} - \alpha_4 E_{4p}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{4s}}{dz} = & (-\kappa_{4s1p} + \sigma_{4s1p})E_{1p} + (-\kappa_{4s1s} + \sigma_{4s1s})E_{1s} \\ & + (-\kappa_{4s2p} + \sigma_{4s2p})E_{2p} + (-\kappa_{4s2s} + \sigma_{4s2s})E_{2s} \\ & + (-\kappa_{4s3p} + \sigma_{4s3p})E_{3p} + (-\kappa_{4s3s} + \sigma_{4s3s})E_{3s} - \alpha_4 E_{4s}. \end{aligned} \quad (10)$$

В уравнениях связанных волн приняты следующие обозначения: $\kappa_{hbut} = (\kappa_0(\mathbf{e}_{hb}\Delta\hat{\eta}^{hu}\mathbf{e}_{ut})) / \cos\varphi_h$, $\sigma_{hbut} = (\sigma_0(\mathbf{e}_{hb}\Delta\hat{\sigma}^{hu}\mathbf{e}_{ut})) / \cos\varphi_h$, $\alpha_h = \alpha / \cos\varphi_h$, где $\kappa_0 = \pi n_0^3 / (2\lambda)$ — постоянная связи фазовой голографической решетки, $\sigma_0 = -\pi / (nc)$ — постоянная связи амплитудной голографической решетки, $\Delta\hat{\eta}^{hu}$ — возмущения обратного тензора диэлектрической проницаемости кристалла, соответствующие фазовой голографической решетке hu , $\Delta\hat{\sigma}^{hu}$ — возмущения тензора проводимости кристалла, соответствующие амплитудной голографической решетке hu , n_0 — показатель преломления невозмущенного кристалла, α — коэффициент естественного поглощения кристалла, λ — длина волны, c — скорость света в вакууме; $h, u = 1, 2, 3, 4$; $b, t = p, s$. Выражения для нахождения возмущений обратного тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\hat{\eta}^{13,24}$ кубического кристалла с учетом совместного действия фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов приведены в [23]. Возмущения тензора проводимости кубического кристалла в линейном по контрасту приближении рассчитываются на основании следующего выражения: $\Delta\hat{\sigma}^{hu} = m^{hu}\sigma^{hu}\delta_{kn}$, где σ^{hu} — коэффициенты проводимости, δ_{kn} — единичный симметричный тензор второго ранга. При получении уравнения связанных волн (3)–(10) предполагалось, что пространственные сдвиги фазовых и амплитудных решеток относительно соответствующих интерференционных картин равны $\pi/2$ и 0 соответственно.

При решении уравнений связанных волн (3)–(10) использовались параметры кристалла GaAs, соответствующие длине волны $\lambda = 1064 \cdot 10^{-9}$ м и заимствованные из работ [19,24,25]: показатель поглощения $\alpha = 410 \text{ м}^{-1}$ [19]; показатель преломления невозмущенного кристалла $n_0 = 3.48$ [24]; электрооптический коэффициент $r_{41} = -1.43 \cdot 10^{-12}$ м/В [24]; коэффициенты упругости $c_1 = 11.88 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_2 = 5.38 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_3 = 5.94 \cdot 10^{10}$ Н/м² [24]; коэффициенты фотоупругости $p_1 = -0.165$, $p_2 = p_3 = -0.14$, $p_4 = -0.072$ [25]; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0.154$ С/м² [24]. Здесь приняты следующие обозначения для ненулевых компонент тензоров линейного электрооптического (\hat{r}^S), фотоупругого (\hat{p}^E) и обратного пьезоэлектрического (\hat{e}) эффектов, а также компонент тензора упругости (\hat{c}^E): $r_{123}^S = r_{132}^S = r_{213}^S = r_{231}^S = r_{312}^S = r_{321}^S \equiv r_{41}$, $p_{11}^E = p_{22}^E = p_{33}^E \equiv p_1$, $p_{12}^E = p_{23}^E = p_{31}^E \equiv p_2$, $p_{13}^E = p_{21}^E = p_{32}^E \equiv p_3$, $p_{44}^E = p_{55}^E = p_{66}^E \equiv p_4$, $e_{123} = e_{132} = e_{213} = e_{231} = e_{312} = e_{321} \equiv e_{14}$, $c_{11}^E = c_{22}^E = c_{33}^E \equiv c_1$, $c_{12}^E = c_{13}^E = c_{23}^E = c_{21}^E = c_{31}^E = c_{32}^E \equiv c_2$, $c_{44}^E = c_{55}^E = c_{66}^E \equiv c_3$. Индекс S для тензора линейного электрооптического эффекта \hat{r}^S означает, что компонента r_{41} тензора линейного электрооптического эффекта измерялась для зажатого кристалла; компоненты тензоров упругости \hat{c}^E и фотоупругого эффекта \hat{p}^E измерялись при постоянном электрическом поле. При расчетах отношения интенсивностей световых волн и значение угла Брэгга φ_B в воздухе выбирались на основании данных, представленных в [19]. Начальные условия для решения двухточечной граничной задачи выбирались следующим образом: $E_{1p}(0) = E_1 \cos\psi_1$, $E_{1s}(0) = E_1 \sin\psi_1$, $E_{2p}(d) = E_2 \cos\psi_2$, $E_{2s}(d) = E_2 \sin\psi_2$, $E_{3p}(0) = E_3 \cos\psi_3$, $E_{3s}(0) = E_3 \sin\psi_3$, $E_{4p}(d) = 0$, $E_{4s}(d) = 0$. Численное решение уравнений связанных волн (3)–(10) выполнялось с использованием известного метода стрельбы [26].

Полученные результаты и их анализ

На рис. 2 и 3 представлены графики зависимостей интенсивностей p -поляризованной (I_{4p} на рис. 2, a и рис. 3, b) и s -поляризованной (I_{4s} на рис. 2, b и рис. 3, a) компонент волны 4 от ориентационного угла θ , которые получены теоретическим и экспериментальным способами при изучении встречного четырехволнового взаимодействия в кристалле GaAs среза (110) толщиной $d = 1.5 \cdot 10^{-3}$ м. Данные на рис. 2 и 3 получены для случая, когда волна накачки 1 и сигнальная волна 3 имеют одинаковую s -поляризацию, а волна накачки 2 поляризована либо в плоскости падения (рис. 2), либо перпендикулярно ей (рис. 3). Темные точки на рисунках соответствуют приведенным в [19] экспериментальным данным и отображают ориентационные зависимости $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$. Штриховые линии на рис. 2 и 3 соответствуют графикам зависимостей $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$, полученным в [19] на основании аналитического решения уравнений связанных волн.

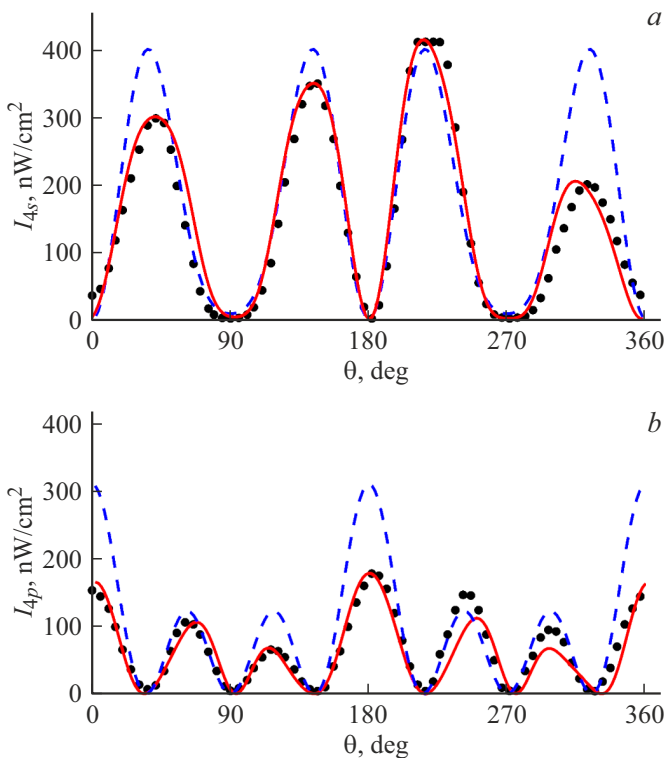


Рис. 2. Зависимости интенсивностей p -поляризованной (а) и s -поляризованной (б) компонент световой волны 4 от ориентационного угла θ при p -поляризованной волне 2: точки — эксперимент, приведенный в работе [19]; штриховая линия — теоретическая кривая, приведенная в [19]; сплошная линия — теоретическая кривая, полученная на основании численного решения уравнений связанных волн (3)–(10).

Как видно из построения, периодичности графиков зависимостей $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$, полученных теоретическим и экспериментальным способами, практически совпадают. Вместе с тем при сравнении теоретически рассчитанного графика зависимости с соответствующей экспериментальной кривой можно обнаружить, что в окрестностях локальных максимумов значения интенсивностей I_{4p} (I_{4s}), полученные теоретически и экспериментально, могут существенно отличаться. Например, при использовании p -поляризованной волны накачки 2 теоретически рассчитанное значение I_{4p} в локальном максимуме зависимости $I_{4p}(\theta)$ (рис. 2, а), достигаемое при $\theta \approx 320^\circ$, превышает экспериментально определенное значение I_{4p} практически в два раза. Аналогичная разница между значениями интенсивности I_{4s} , полученными теоретически и экспериментально при p -поляризованной волне накачки 2, достигается в локальном максимуме графика зависимости $I_{4s}(\theta)$, соответствующем нулевому значению ориентационного угла (рис. 2, б). При использовании s -поляризованной волны накачки 2 наибольшая разница между значениями интенсивностей компонент волны 4, определенными теоретически и экспериментально, заметно меньше. При нахождении

интенсивности s -поляризованной компоненты волны 4 в случае, когда волна накачки 2 имеет s -поляризацию, наибольшее расхождение получено при $\theta \approx 270^\circ$ (рис. 3, а): экспериментально найденное значение I_{4s} больше теоретически рассчитанного приблизительно в 1.45 раза. Наибольшая разница в локальных максимумах графиков $I_{4p}(\theta)$, полученных теоретически и экспериментально, в случае s -поляризованной волны накачки 2 достигается при $\theta \approx 0^\circ$. В этом случае теоретически рассчитанное значение I_{4p} больше экспериментального в 1.7 раза.

Если рассматривать теоретические графики зависимости $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$, полученные в [19], можно видеть, что значения интенсивности в локальных максимумах либо равны друг другу, либо соответствуют двум различным значениям. Например, на рис. 2, а значения I_{4p} в локальных максимумах графика зависимости $I_{4p}(\theta)$ практически одинаковы и приблизительно равняются 400 nW/cm^2 . На рис. 2, б и рис. 3 значения интенсивностей в локальных максимумах графиков зависимости $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$ равняются 300 nW/cm^2 или 120 nW/cm^2 . Однако это не совсем отвечает приведенным в [19] экспериментальным данным. Как видно из рис. 2 и 3, значения I_{4p} и I_{4s} в локальных максимумах экспериментальных кривых не соответствуют одному или двум фиксированным

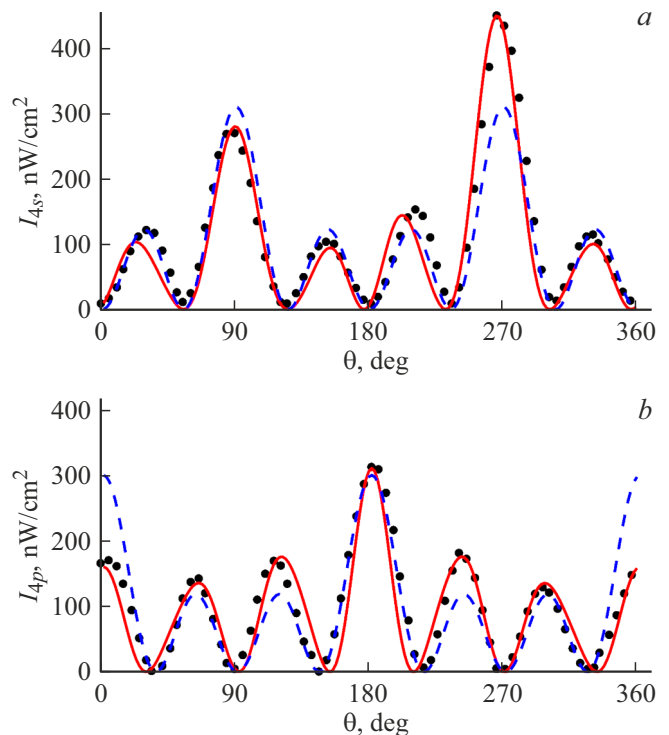


Рис. 3. Зависимости интенсивностей s -поляризованной (а) и p -поляризованной (б) компонент световой волны 4 от ориентационного угла θ при s -поляризованной волне 2: точки — эксперимент, приведенный в работе [19]; штриховая линия — теоретическая кривая, приведенная в [19]; сплошная линия — теоретическая кривая, полученная на основании численного решения уравнений связанных волн (3)–(10).

значениям и могут существенно отличаться друг от друга. Такое различие в теоретических и экспериментальных данных может обуславливаться пренебрежением в теоретической модели рядом свойств кристаллической среды и формируемых в фоторефрактивном полупроводнике голографических решеток. В [19] указывается, что различие в теоретических и экспериментальных данных возможно обусловлено отсутствием учета дифракционного вклада световых волн на амплитудных голографических решетках, формируемых в кристалле GaAs. Вместе с тем необходимо отметить, что в указанной работе не учтена возможность одновременной записи нескольких голографических решеток при встречном четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле. Кроме того, в уравнениях связанных волн, приведенных в [19], пренебрегалось влиянием фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, которые могут оказывать существенное влияние на поляризационные и энергетические характеристики дифрагированных на голографических решетках световых пучков [27].

На рис. 2 и 3 сплошными линиями отображены графики зависимости $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$, полученные в результате численного решения уравнений связанных волн (3)–(10). При расчете теоретических кривых принимался ряд допущений. Предполагалось, что при четырехволновом взаимодействии формируются 2 пропускающие и 4 отражательные голографические решетки. Допускалось, что пропускающие голографические решетки, которым соответствуют волновые векторы \mathbf{K}_{13} и \mathbf{K}_{24} , и отражательные голографические решетки, которым соответствуют волновые векторы \mathbf{K}_{12} и \mathbf{K}_{34} , имеют фазово-амплитудную структуру. При взаимодействии волны накачки 2 с сигнальной волной 3, а также волны накачки 1 с волной 4 происходит формирование отражательных голографических решеток с волновыми векторами, направленными параллельно кристаллографическому направлению [110]. В этом случае фазовые отражательные голографические решетки в кубических фоторефрактивных кристаллах не формируются [28], и при решении уравнений связанных волн (3)–(10) предполагалось, что отражательные решетки являются чисто амплитудными. При расчетах также учитывался совместный вклад фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов при формировании голографических решеток, а также поглощение кристалла GaAs.

Как следует из рис. 2 и 3, при численных расчетах совместный учет вышеперечисленных факторов позволяет добиться не только совпадения периодичности теоретических и экспериментальных кривых, но и достигнуть согласования значений интенсивностей поляризационных компонент волны 4 в окрестностях локальных максимумов графиков зависимостей $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$. Например, если при получении уравнений связанных волн (3)–(10) учитывается дифракция световых волн одновременно на нескольких голографических

решетках, то это приводит к появлению разброса значений интенсивностей в локальных максимумах графиков зависимостей $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$. За счет соответствующего выбора значений напряженностей электрических полей пространственного заряда в фоторефрактивном полупроводнике и амплитудных постоянных связи можно достигнуть более точного совпадения теоретических и экспериментальных данных. Как показывают результаты численного моделирования, изменение фазовой и амплитудной постоянных связи одной из шести голографических решеток не обязательно приводит к изменению интенсивности одновременно во всех локальных максимумах графика зависимости. Как правило, варьирование фазовой и амплитудной постоянных связи голографической решетки приводит к изменению значений I_{4p} и I_{4s} в локальных максимумах, симметрично расположенных относительно значений ориентационных углов.

Учет в уравнениях связанных волн совместного вклада фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов оказывает существенное влияние на графики зависимости $I_{4p}(\theta)$, $I_{4s}(\theta)$ и является одним из условий успешного согласования теоретических и экспериментальных кривых. Под действием этих эффектов в зависимости от ориентационного угла может иметь место как увеличение величины интенсивности поляризационной компоненты волны 4, так и ее уменьшение. При этом происходит небольшое (порядка нескольких градусов) изменение значений ориентационного угла, при которых достигаются локальные максимумы графиков зависимостей $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$. При „включении“ в уравнениях связанных волн (3)–(10) поглощения кристалла имеет место количественное уменьшение интенсивности поляризационной компоненты волны 4. Наибольшее уменьшение интенсивности достигается в окрестностях локальных максимумов графиков зависимостей $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$. В окрестностях локальных минимумов интенсивность практически не изменяется. Качественной трансформации графиков зависимостей $I_{4p}(\theta)$ и $I_{4s}(\theta)$ при „включении“ поглощения кристалла не отмечено.

Заключение

Представлена система уравнений связанных волн, пригодная для расчета вырожденного встречного четырехволнового взаимодействия на 6 голографических (2 пропускающих и 4 отражательных) фазово-амплитудных голографических решетках, сформированных в кубическом фоторефрактивном кристалле класса симметрии $\bar{4}3m$. При составлении математической модели рассматривался случай, когда падающие на кристалл световые волны имеют линейную поляризацию, а кристаллическая решетка имеет произвольную ориентацию относительно голографического стола. В математической модели принимался во внимание совместный вклад

линейного электрооптического, фотоупругого и обратного пьезоэлектрического эффектов, а также учтено поглощение кристалла.

На основании сравнения результатов численного решения полученных уравнений связанных волн с известными экспериментальными данными показано, что более точные результаты расчета интенсивности поляризационных компонент обращенной волны достигаются при аккуратном учете вкладов всех дифракционных процессов, происходящих на пропускающих и отражательных голографических решетках, которые формируются при встречном четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле. При этом необходимо принимать во внимание, что в фоторефрактивном полупроводнике могут формироваться голографические решетки с фазово-амплитудной структурой. Учет фотоупругого эффекта совместно с обратным пьезоэлектрическим эффектом и поглощением кристалла приводит к более точному предсказанию локальных максимумов графиков зависимостей интенсивности поляризационных компонент обращенной волны от ориентационного угла.

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).

Список литературы

- [1] В.М. Петров, А.В. Шамрай. *Интерференция и дифракция для интерференционной фотоники* (Лань, СПб., 2019).
- [2] С.Г. Одулов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк. *Лазеры на динамических решетках: оптические генераторы на четырехволновом смещении* (Наука, М., 1990).
- [3] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (Наука, СПб., 1992).
- [4] M.B. Klein. *Opt. Lett.*, **9** (8), 350 (1984).
- [5] A.M. Glass, A.M. Johnson, D.H. Olson, W. Simpson, A.A. Ballman. *Appl. Phys. Lett.*, **44** (10), 948 (1984).
- [6] M.B. Klein, S.W. McCahon, T.F. Boggess, G.C. Valley. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5** (12), 2467 (1988).
- [7] H. Rajbenbach, B. Imbert, J.P. Huignard, S. Mallick. *Opt. Lett.*, **14** (1), 78 (1989).
- [8] G. Gheen, L.-J. Cheng. *Appl. Phys. Lett.*, **51** (19), 1481 (1987).
- [9] R. Nietzke, P. Panknin, W. Elsässer, E.O. Göbel. *IEEE J. Quant. Electron.*, **25** (6), 1399 (1989).
- [10] T. Sadeev, H. Huang, D. Arsenijevic, K. Schires, F. Grillot, D. Bimberg. *Appl. Phys. Lett.*, **107**, 191111 (2015).
- [11] I.A. Solovev, Yu.V. Kapitonov, B.V. Stroganov, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, S.V. Poltavtsev. *J. Physics: Conf. Series*, **1124**, 051042 (2018).
- [12] K. Je, K. Kyhm. *Rapid Res. Lett.*, 1800354 (2018).
- [13] А.А. Изванов, А.Е. Мандель, Н.Д. Хатьков, С.М. Шандаров. *Автометрия*, **2**, 79 (1986).
- [14] С.И. Степанов, С.М. Шандаров, Н.Д. Хатьков. *ФТТ*, **29** (10), 3054 (1987).
- [15] H. Kogelnik. *Bell Syst. Tech. J.*, **48**, 2909 (1969).
- [16] G. Montemezzani, M. Zgonik. *Phys. Rev. E*, **55** (1), 1035 (1997).
- [17] В.В. Шепелевич, А.В. Макаревич, С.М. Шандаров. *Письма в ЖТФ*, **40** (22), 83 (2014). [V.V. Shepelevich, A.V. Makarevich, S.M. Shandarov. *Tech. Phys. Lett.*, **40** (11), 1024 (2014)].
- [18] R.B. Bylisma, D.H. Olson, A.M. Glass. *Opt. Lett.*, **13** (10), 853 (1988).
- [19] Y. Ding, H.J. Eichler. *Opt. Comm.*, **110**, 456 (1994).
- [20] Р.В. Литвинов, С.И. Полковников, С.М. Шандаров. *Квант. электрон.*, **31** (2), 167 (2001). [R.V. Litvinov, S.I. Polkovnikov, S.M. Shandarov. *Quant. Electron.*, **31** (2), 167 (2001)].
- [21] А.В. Гусельникова, С.М. Шандаров, А.М. Плесовских, Р.В. Ромашко, Ю.Н. Кульчин. *Опт. журн.*, **73** (11), 22 (2006). [A.V. Gusel'nikova, S.M. Shandarov, A.M. Plesovskikh, R.V. Romashko, Yu.N. Kulchin. *J. Opt. Technol.*, **73** (11), 760 (2006)].
- [22] В.Н. Навныко, С.Ф. Ничипорко, А.В. Макаревич, С.М. Шандаров. *ЖТФ*, **91** (5), 832. (2021). [V.N. Naunya, S.F. Nichiporko, A.V. Makarevich, S.M. Shandarov. *Tech. Phys.*, **66** (5), 808 (2021)].
- [23] С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков. *Опт. и спектр.*, **70** (5), 1068 (1991). [S.M. Shandarov, V.V. Shepelevich, N.D. Khatkov. *Opt. Spectrosc.*, **70** (5), 627 (1991)].
- [24] K. Shcherbin, S. Odoulov, R. Litvinov, E. Shandarov, S. Shandarov. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (10), 2268 (1996).
- [25] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Science and Encyclopedia Publishers, 1994).
- [26] Y.H. Ja. *Opt. and Quant. Electron.*, **15**, 539 (1983).
- [27] V.V. Shepelevich, N.N. Egorov, V. Shepelevich. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11** (8), 1394 (1994).
- [28] V.V. Shepelevich, V.N. Naunya. *J. Holography Speckle*, **5** (3), 286 (2009).