

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ АМПЛИТУДНАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ КРИСТАЛЛЕ $\text{CdF}_2 : \text{Ga}$

А. И. Ритус*, А. А. Волков

*Институт общей физики Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 февраля 2005 г.

Показано, что в аддитивно окрашенном кристалле $\text{CdF}_2 : \text{Ga}$ с бистабильными D_X -центрами после охлаждения до 150 К и освещения сине-зеленым светом сквозь щелевую маску можно получить дифракционную решетку субмиллиметрового диапазона, которая сохраняется в течение длительного времени при температурах 160–240 К. При этом фотоиндуцированная в образце дифракционная решетка является амплитудной. Поглощение в засвеченных областях образца обусловлено проводимостью, связанной с переходом примесных центров в метастабильное донорное состояние. В полученной проводящей структуре типа n - i - n величина проводимости в n -областях при 225 К достигает величины $\sigma' \approx 0.24 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

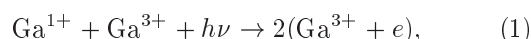
PACS: 72.20.-i, 72.80.-r, 77.22.-d, 78.20.-e

1. ВВЕДЕНИЕ

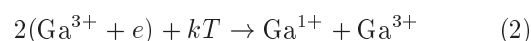
Кристалл CdF_2 — ионный диэлектрик с шириной запрещенной зоны около 7.8 эВ, который становится электронным полупроводником при легировании его трехвалентными примесями с последующим отжигом в парах щелочных металлов [1]. В CdF_2 с примесью Ga, подвергнутом такой процедуре аддитивного окрашивания, примесные центры могут находиться в двух состояниях, характерных для « D_X -центров». Мелкое состояние соответствует локализации электрона на водородоподобной орбите ($\text{Ga}^{3+} + e$). В основном, глубоком состоянии на ионе примеси локализуются два электрона (Ga^{1+}), а сам ион смещается в соседнее междоузлие, что сопровождается локальной перестройкой решетки. Соответствующий потенциальный барьер между мелким и глубоким состояниями приводит к метастабильности мелкого состояния и к различию термической и оптической энергий ионизации глубокого состояния. Глубина залегания мелкого примесного уровня примерно 0.116 эВ [2], глубокого — около 0.75 эВ [3],

оптическая энергия ионизации глубокого центра — приблизительно 3 эВ [4].

При температуре ниже $T \approx 240 \text{ К}$ [4, 5] метастабильные мелкие центры, фотоиндуцированные квантами $h\nu \approx 3 \text{ эВ}$ в ходе реакции



могут существовать длительное время. Такой переход сопровождается уменьшением показателя преломления Δn в области частот между видимой УФ-полосой поглощения глубокого центра ($\lambda_{\text{max}} \approx 400 \text{ нм}$) и ИК-полосой мелкого центра ($\lambda_{\text{max}} \approx 7 \text{ мкм}$). Локальность и метастабильность изменений Δn и их зависимость от интенсивности света позволяют применять кристалл $\text{CdF}_2 : \text{Ga}$ для записи оптических голограмм [6]. При повышении температуры происходит распад фотоиндуцированных мелких центров в соответствии с обратной реакцией



и фотоиндуцированные изменения Δn исчезают.

С понижением температуры ионы примеси постепенно переходят в глубокое состояние. Однако при достаточно быстром охлаждении кристалла

*E-mail: ritus@ran.gpi.ru

CdF₂:Ga до температур ниже 240 К из-за потенциального барьера между мелким и глубоким состояниями часть примесных центров остается в мелком состоянии.

Зависимости показателя преломления от температуры и освещения, аналогичные вышеописанным для CdF₂:Ga, характерны и для других полупроводников с бистабильными *DX*-центрами [7–10], которые ранее использовались в качестве сред для получения фазовых голограмм в области частот между полосами поглощения глубоких и мелких центров. Обычно осуществлялась запись интерференционных полос в пересечении двух лазерных пучков, и эти голограммы представляли собой фазовую дифракционную решетку. В данной работе мы показываем, что в аддитивно окрашенном кристалле CdF₂:Ga с бистабильными *DX*-центрами можно получить также фотоиндуцированную амплитудную дифракционную решетку в диапазоне частот ниже полосы поглощения мелких центров.

Эта возможность возникает в интервале температур достаточно низких, чтобы не происходил распад фотоиндуцированных мелких центров в соответствии с реакцией (2), и вместе с тем достаточных для того, чтобы термическая ионизация мелких центров создавала значительную плотность свободных электронов. В случае CdF₂:Ga это выполняется при температурах 150–240 К. Локальность образующейся проводящей структуры и ее соответствие профилю интенсивности засветки обеспечивается малой величиной подвижности электронов $\mu \approx 15 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ в CdF₂:Ga [11] при указанных температурах и кулоновским притяжением ионизированного *DX*-центра. При такой подвижности среднее время между столкновениями электронов (с эффективной массой $m^* = 0.45m_e$ для CdF₂ [11])

$$\tau = \mu m^* / e = 4 \cdot 10^{-15} \text{ с}$$

и соответствующая длина свободного пробега

$$l = v_{therm} \tau = (3kT/m^*)^{1/2} \tau \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см} \ll 4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$$

— длины волны возбуждающего света. При этом действительная часть друдевской проводимости

$$\sigma' = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \sigma_0 = N_e e \mu, \quad (3)$$

и соответствующий коэффициент поглощения

$$\alpha = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0 c n} \quad (4)$$

практически не изменяются вплоть до частоты

$$\nu_D = \frac{1}{2\pi\tau} = 4 \cdot 10^{13} \text{ Гц},$$

т.е. до среднего инфракрасного диапазона (здесь N_e — концентрация электронов проводимости, e — заряд электрона, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, c — скорость света, n — показатель преломления). Как показано в нашей работе [12], при достаточно медленном охлаждении кристалла CdF₂:Ga до $T = 200$ К концентрации ионов в мелком состоянии N_{sh} до и после фотоэкспозиции могут различаться более чем в 20 раз. Поэтому концентрации электронов проводимости N_e и коэффициенты поглощения α также могут различаться более чем в 20 раз в освещенных и неосвещенных частях образца. Таким образом, фотоиндуцированная амплитудная дифракционная решетка в CdF₂:Ga должна иметь высокий контраст и уверенно регистрироваться в диапазоне субмиллиметровых волн.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились с помощью субмиллиметрового спектрометра «Эпсилон» [13]. Сначала были проведены измерения коэффициентов пропускания Tr плоскопараллельного образца CdF₂:Ga толщиной $l = 2.18$ мм на длине волны $\lambda = 0.65$ мм в темноте и после экспозиции сине-зеленым светом в зависимости от температуры. Для этого на окна криостата надевались крышки с окошками из тонкого черного полиэтилена, хорошо пропускающего субмиллиметровое излучение и отсекающего видимый свет. Под одной из крышек располагались выше и ниже апертуры полиэтиленового окошка два светодиода для освещения образца сине-зеленым светом.

Температурная зависимость пропускания CdF₂:Ga в темноте на $\lambda = 0.65$ мм регистрировалась в ходе охлаждения образца от комнатной температуры до 150 К. При этом проводилось быстрое охлаждение от 300 до 263 К, затем область температур 263–225 К, включающая «температуру метастабильности» $T \approx 240$ К, медленно проходила со скоростью 0.3 К/мин, а область температур 225–150 К — со скоростью 0.7 К/мин.

При $T = 150$ К образец 25 мин освещался сине-зеленым светом двух светодиодов, затем в темноте на $\lambda = 0.65$ мм измерялось пропускание образца с фотоиндуцированной задержанной проводимостью при температурах от 150 до 240 К. Эти измерения проводились в ходе нагрева в течение 1 час 15 мин.

Результаты измерений субмиллиметрового про-

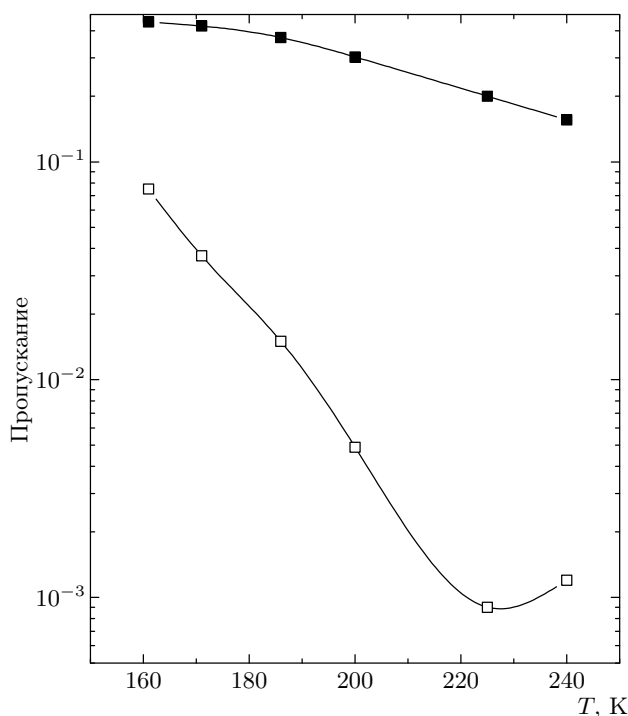


Рис. 1. Температурная зависимость субмиллиметрового пропускания образца $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ до (черные квадратики) и после (светлые квадратики) экспозиции сине-зеленым светом ($l = 2.18$ мм, $\lambda = 0.65$ мм)

пускания $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ приведены на рис. 1. На рисунке видно, что максимальный контраст пропусканий освещенного и неосвещенного образцов $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ наблюдается при температуре около 225 К. Пользуясь формулами для пропускания образца

$$Tr = (1 - R)^2 \exp(-\alpha l), \quad R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2}, \quad (5)$$

с учетом формулы (4) получаем при $n = \sqrt{\epsilon'} \approx 3$ [14, 15] и $Tr(225 \text{ К}) = 0.0009$ для освещенного образца, что задержанная проводимость $\sigma'(225 \text{ К}) = 0.24 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Для экспериментов с дифракционной решеткой, фотоиндуцированной в образце $\text{CdF}_2:\text{Ga}$, спектрометр «Эпсилон» был модифицирован с целью измерения угловой зависимости интенсивности субмиллиметрового излучения, прошедшего сквозь образец.

Квазипараллельный пучок излучения лампы обратной волны с длиной волны $\lambda = 0.65$ мм фокусировался на образец тефлоновой линзой с фокусным расстоянием $F = 340$ мм, при этом полуширина гауссова профиля интенсивности на

образце была около 9 мм. За образцом размещалась металлическая диафрагма с квадратным отверстием $8 \text{ мм} \times 8 \text{ мм}$. Таким образом, в пределах апертуры этой диафрагмы интенсивность субмиллиметрового излучения на образце была приблизительно постоянной. Между образцом и металлической диафрагмой зажималась прозрачная пленка, на которой (со стороны образца) с помощью лазерного принтера напечатаны параллельные черные вертикальные полосы шириной 2 мм с шагом 4 мм, так что в пределах апертуры $8 \text{ мм} \times 8 \text{ мм}$ помещались две черные и две прозрачные полосы. Вся эта структура была размещена в криостате с крышками из черного полиэтилена на окнах. Крышка со светодиодами располагалась со стороны пленки с черными полосами. При включении светодиодов образец освещался под прозрачными полосами и практически не освещался под черными. Резкость теней от полос обеспечивалась расположением светодиодов вдоль одной вертикали на расстоянии приблизительно 7 см от образца. Отдельный эксперимент показал, что при $\lambda = 0.65$ мм пропускание пленки в области сплошной черной лазерной печати и вне ее одинаково, т.е. черные полосы на пленке практически не поглощают субмиллиметровое излучение.

Для измерения угловой зависимости интенсивности субмиллиметрового излучения, прошедшего сквозь образец, оптико-акустический приемник спектрометра «Эпсилон» был размещен на конце штанги, поворачивающейся вокруг вертикальной оси, проходящей через образец. Посередине штанги размещалась линза с $F = 120$ мм, при этом линза была приблизительно на двойном фокусном расстоянии от образца и от приемника. Такое расположение обеспечило достаточную чувствительность и необходимую угловую разрешающую силу. Апертура окон криостата позволяла проводить измерения в пределах $\pm 16^\circ$. Для выбранной конфигурации из двух щелей шириной 2 мм с шагом 4 мм в непрозрачном экране при $\lambda = 0.65$ мм дифракционные максимумы первого порядка расположены вблизи $\pm 8.5^\circ$ и составляют 44 % от интенсивности максимума нулевого порядка, а дифракционные максимумы второго порядка — лишь 1%. Таким образом, практически все дифрагированное излучение должно быть в пределах апертуры окна криостата.

При проведении эксперимента с получением фотоиндуцированной дифракционной решетки использовался тот же образец $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ толщиной 2.18 мм и соблюдался тот же режим охлаждения, что при

предварительных измерениях пропускания в темноте в зависимости от температуры. При температуре 150 К образец 25 мин освещался сине-зеленым светом двух светодиодов, затем в темноте измерялось угловое распределение интенсивности субмиллиметрового излучения ($\lambda = 0.65$ мм), прошедшего сквозь образец, при температурах 161, 171, 186, 200, 225 и 240 К. Эти измерения проводились в ходе нагрева образца с необходимыми остановками на каждой температуре и в совокупности заняли 2.5 час.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены результаты измерений углового распределения дифрагированного излучения при различных температурах. Каждое распределение нормировано на интенсивность максимума нулевого порядка при соответствующей температуре. Для наглядности графики воспроизводятся со сдвигами по вертикали на величину 0.3. Здесь точками с шагом 1° даны экспериментальные значения, а сплошные кривые — теоретические (см. ниже), рассчитанные для значений пропускания в темноте и после засветки, приведенных на рис. 1.

Самое нижнее распределение получено при 150 К перед сине-зеленой засветкой, т. е. соответствует дифракции излучения с $\lambda = 0.65$ мм на одной щели шириной 8 мм в непрозрачном экране. Для такой конфигурации угловое распределение интенсивности излучения за щелью $I(\theta)$ определяется выражениями [16]

$$I(\theta) = \sin^2 u / u^2, \quad u = \pi a \sin \theta / \lambda, \quad (6)$$

где a — ширина щели, θ — угол между направлением падающего пучка и направлением на приемник. Сплошная расчетная кривая для этого случая, как видно на рисунке, совпадает с экспериментальными точками, что означает, в частности, что приемная система имеет достаточное угловое разрешение.

На угловых распределениях дифрагированного излучения, полученных после сине-зеленой экспозиции образца через маску, при всех температурах наблюдаются четкие максимумы вблизи $\pm 8.5^\circ$, что соответствует дифракционным максимумам первого порядка для решетки из двух щелей шириной 2 мм с шагом 4 мм в непрозрачном экране. Относительная интенсивность этих максимумов растет с температурой вплоть до $T = 225$ К, а при $T = 240$ К падает. Качественно это соответствует поведению контраста пропусканий освещенного и неосвещенного образцов

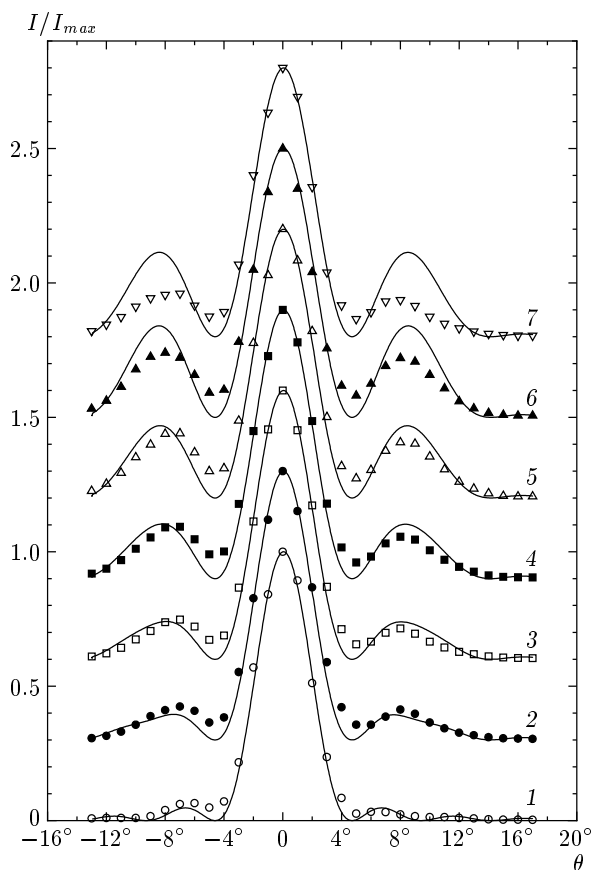


Рис. 2. Угловые распределения интенсивности субмиллиметрового излучения при дифракции на фотоиндуцированной решетке в $\text{CdF}_2:\text{Ga}$: 1 — до экспозиции, 2–7 — после экспозиции для различных температур $T = 161$ (2), 171 (3), 186 (4), 200 (5), 225 (6), 240 К (7). Каждый последующий график сдвинут по вертикали на величину 0.3. Точками даны экспериментальные значения, сплошные кривые — расчет по формулам (6)–(11) для значений пропускания в темноте и после засветки, приведенных на рис. 1 ($l = 2.18$ мм, $a = 2$ мм, $d = 4$ мм, $N = 2$, $\lambda = 0.65$ мм)

$\text{CdF}_2:\text{Ga}$ (см. рис. 1). При $T = 225$ К относительная интенсивность максимумов первого порядка составляет величину 23 %, что примерно вдвое меньше интенсивности этих максимумов (44 %) для случая двух щелей шириной 2 мм с шагом 4 мм в непрозрачном экране. Очевидно, что для случая нашей структуры из чередующихся полос с пропусканиями Tr_1 и Tr_2 , где индексы «1» и «2» относятся, соответственно, к неосвещенным и освещенным местам, относительная интенсивность максимумов первого порядка должна быть меньше из-за дополнительного вклада в дифракционную картину от полос с про-

пускаяем $Tr_2 \neq 0$.

Мы рассчитывали дифракционную картину для периодической структуры из чередующихся полос с пропусканиями Tr_1 и Tr_2 для случая, когда число полос N_1 первого типа равно числу полос N_2 второго типа, т.е. $N_1 = N_2 = N$, следующим образом. Дифракцию на такой структуре можно рассматривать как интерференцию дифракционных полей от двух решеток: решетки из N щелей с пропусканием Tr_1 в непрозрачном экране и решетки из N щелей с пропусканием Tr_2 в непрозрачном экране, сдвинутой на половину периода d решеток относительно первой.

В соответствии с теорией дифракции Френеля – Кирхгофа [16] амплитуда поля E_1 от первой решетки определяется выражениями

$$E_1 = b \frac{t_1 a_1 \sin u_1 \sin(N\nu)}{u_1 \sin \nu}, \quad t_1 = \sqrt{Tr_1}, \quad (7)$$

$$u_1 = \pi a_1 \sin \theta / \lambda, \quad \nu = \pi d \sin \theta / \lambda,$$

где b — размерный множитель пропорциональности, a_1 — ширина щелей первой решетки. Аналогично амплитуда поля E_2 от второй решетки задается выражениями

$$E_2 = b \frac{t_2 a_2 \sin u_2 \sin(N\nu)}{u_2 \sin \nu}, \quad t_2 = \sqrt{Tr_2}, \quad (8)$$

$$u_2 = \pi a_2 \sin \theta / \lambda,$$

где a_2 — ширина щелей второй решетки, причем колебания полей E_1 и E_2 сдвинуты по фазе на величину

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \frac{d}{2} \sin \theta. \quad (9)$$

Для амплитуды поля $E(\theta)$ результирующей дифракционной картины с учетом интерференции получаем

$$E^2(\theta) = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos \varphi, \quad (10)$$

а для интенсивности $I(\theta)$ в направлении θ соответственно имеем

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{E^2(\theta)}{E^2(0)}. \quad (11)$$

Таким образом, для относительной интенсивности множитель b сокращается.

Результаты расчетов с помощью формул (7)–(11) при экспериментальных параметрах $a_1 = a_2 = 2$ мм, $d = 4$ мм, $N = 2$, $\lambda = 0.65$ мм и измеренных значениях Tr_1 и Tr_2 пропускания в темноте и после засветки показаны на рис. 2 сплошными кривыми. На рисунке видно, что результаты эксперимента хорошо описываются расчетными кривыми при температурах

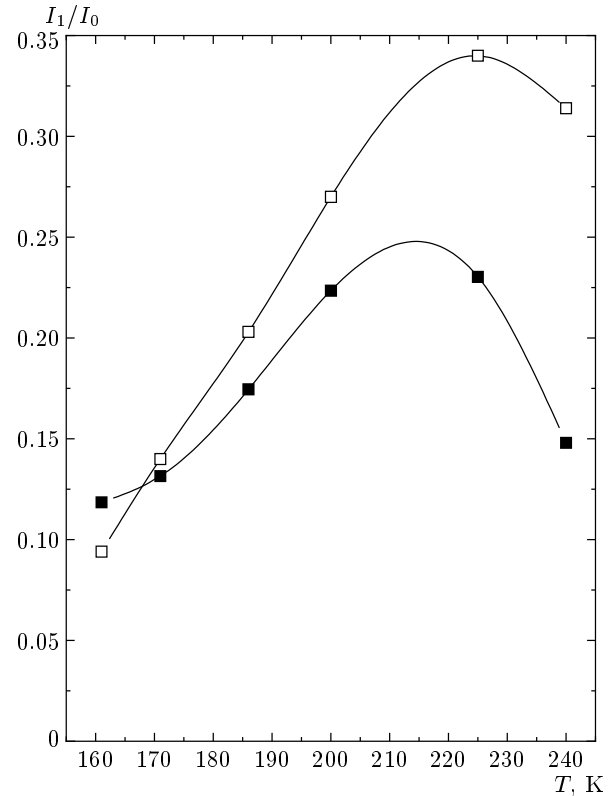


Рис. 3. Температурная зависимость интенсивности дифракционных максимумов \pm первого порядка. Черные квадраты — экспериментальные значения, светлые квадраты — расчет по формулам (7)–(11) для значений пропускания в темноте и после засветки, приведенных на рис. 1

161–200 К, а при $T = 225$ К и $T = 240$ К экспериментальные точки для максимумов первого порядка лежат существенно ниже. На рис. 3 приведена температурная зависимость относительной интенсивности максимумов первого порядка, полученная в эксперименте и рассчитанная по формулам (7)–(11). На этом рисунке видно, что несмотря на некоторое количественное расхождение при температурах 220–240 К, качественно экспериментальная и теоретическая зависимости одинаковы: сначала рост относительной интенсивности максимумов первого порядка с температурой, обусловленный ростом контраста решетки из-за увеличения плотности электронов в зоне проводимости в засвеченных полосах образца, а затем уменьшение дифракционных максимумов, связанное с уменьшением населенности метастабильного состояния и соответствующим падением плотности электронов. Отметим, что максимумы обеих кривых расположены вблизи одной и той

же температуры $T \approx 220$ К. Такое соответствие экспериментальных данных и теоретических расчетов, основанных на величинах пропускания засвеченных и незасвеченных полос образца, убедительно свидетельствует о наличии фотоиндуцированной амплитудной дифракционной решетки в образце.

Главной причиной количественного расхождения, особенно в области 220–240 К, мы считаем распад метастабильного состояния при температурах, приближающихся к 240 К. Так, по данным работы [4] при $T = 254$ К инфракрасное поглощение с метастабильного уровня $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ после засветки уменьшается вдвое в течение 600 с. По нашим измерениям субмиллиметровая проводимость при $T = 240$ К после засветки падает в 2 раза за время около 1000 с. Отсюда следует, что при температурах несколько ниже 240 К время полураспада может быть порядка 1 час. Наши предварительные измерения пропускания образца $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ в процессе нагрева после засветки заняли 1 час 15 мин, в то время как измерения дифракционных угловых зависимостей потребовали в 2 раза большего времени. Таким образом, в процессе дифракционного эксперимента при подходе к температурам 225 и 240 К метастабильное состояние опустошалось в течение большего времени и величины пропускания Tr_2 были несколько выше, чем в ходе предварительных измерений, а соответствующий контраст решетки — меньше.

Второй причиной может быть заниженный контраст засветки образца из-за неполного поглощения света черными полосками маски и рассеяния света в образце, а также из-за того, что светодиоды не являются точечными источниками света.

В работе [17] обнаружены значительные фотоиндуцированные изменения диэлектрического отклика кристаллов $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ и $\text{CdF}_2:\text{In}$ на длине волны $\lambda = 8$ мм. Авторы работы [17] связывают эти изменения с резонансным поглощением в ИК-полосе, образованной ионизированными донорными парами. Для $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ при $T = 1.8$ К изменение ϵ' составляло величину $\Delta\epsilon' = 0.5 \pm 0.1$. Если предположить, что такое же фотоиндуцированное изменение ϵ' существует и на $\lambda = 0.65$ мм при температурах 150–200 К, то должна возникать дополнительная разность фаз $\Delta\varphi$ для субмиллиметровых пучков излучения, прошедших неосвещенные и освещенные полосы образца толщиной l :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l (\sqrt{\epsilon'_1} - \sqrt{\epsilon'_2}), \quad (12)$$

где индексы «1» и «2» относятся к неосвещенным

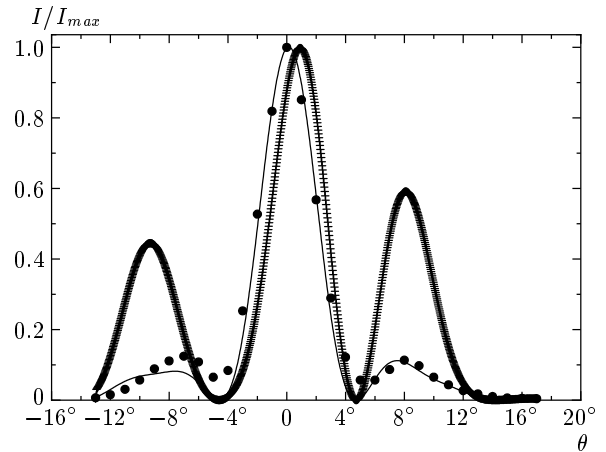


Рис. 4. Дифракционные картины для фотоиндуцированной решетки в $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ при $T = 161$ К. Черные кружки — экспериментальное распределение интенсивности, крестики и сплошная кривая — расчет с учетом фазового набега (ф. (12)) для $\Delta\epsilon' = 0.5$ и 0.05 , соответственно

и освещенным местам, а $\epsilon'_2 = \epsilon'_1 + \Delta\epsilon'$. При расчете дифракции на фотоиндуцированной решетке эту дополнительную разность фаз надо добавить в аргумент косинуса формулы (10). Мы провели такой расчет для температуры образца 161 К, при которой контраст пропускания неосвещенных и освещенных мест наименьший (см. рис. 1) и соответственно влияние дополнительной разности фаз максимально. Результаты расчета при $l = 2.18$ мм и $\epsilon'_1(161 \text{ К}) \approx 9$ [14, 15] приведены на рис. 4 для $\Delta\varphi = -0.55\pi$, соответствующего значению $\Delta\epsilon' = 0.5$, и $\Delta\varphi = -0.056\pi$, соответствующего значению $\Delta\epsilon' = 0.05$. На рисунке видно, что для расчетных кривых характерна асимметрия расположения, интенсивности и формы дифракционных максимумов \pm первого порядка, в то время как все экспериментальные кривые симметричны¹⁾. Для $\Delta\epsilon' = 0.5$ расчет дает также многократное увеличение амплитуд максимумов \pm первого порядка и сдвиг максимума нулевого порядка на 1° по сравнению с экспериментальными данными. Таким образом, из нашего эксперимента следует, что на $\lambda = 0.65$ мм при температурах 150–240 К фотоиндуцированное изменение ϵ' практически отсутствует ($\Delta\epsilon' < 0.05$). Следует отметить, однако, что дифракционные распределения интенсивности для

¹⁾ Небольшая разница интенсивностей максимумов \pm первого порядка, для всех температур меньшая 0.03, представляет собой аппаратный эффект, наблюдаемый и до освещения образца, см. рис. 2.

$\Delta\epsilon' \approx 0$ совпадают с распределениями, для которых разности фаз $\Delta\varphi \approx -2\pi k$, $k = 1, 2, 3, \dots$ (см. формулу (10)). Если случайно реализуется одна из таких маловероятных ситуаций, то соответствующие $\Delta\epsilon' \approx 1.9$, или 3.9, или 6.2 и т. д.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в образце $\text{CdF}_2:\text{Ga}$, медленно охлажденном в темноте до 150 К, после освещения сине-зеленым светом сквозь щелевую маску возникает дифракционная решетка для излучения субмиллиметрового диапазона, которая сохраняется в течение длительного времени при температурах 160–240 К. Соответствие экспериментальной температурной зависимости интенсивностей дифракционных максимумов и теоретических расчетов дифракционной картины, основанных на температурной зависимости пропускания засвеченных и незасвеченных полос образца, убедительно свидетельствует о том, что фотоиндуцированная в образце дифракционная решетка является амплитудной.

Поглощение в засвеченных областях образца обусловлено друдевской проводимостью электронов, термоактивированных с мелкого уровня примесных центров, переведенных в метастабильное донорное состояние. Фактически получена фотоиндуцированная долговременная проводящая структура типа $n-i-n-i$, причем в n -областях при 225 К проводимость достигает величины $\sigma' \approx 0.24 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$. Очевидно, что, используя различные маски, можно получать в образце $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ (и в других материалах с бистабильными D_X -центрами) фотоиндуцированные долговременные проводящие структуры произвольной формы с шириной проводящих дорожек вплоть до субмикронных размеров.

Фотоиндуцированное изменение диэлектрической постоянной ϵ' на $\lambda = 0.65 \text{ мкм}$ в $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ при температурах 150–240 К практически отсутствует ($\Delta\epsilon' < 0.05$), поскольку в наших экспериментах не были обнаружены соответствующие характерные изменения дифракционной картины.

Авторы признательны Г. А. Командину за полезные советы и коллегам из ГОИ С. А. Казанскому, А. И. Рыскину и А. С. Щеулину за сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (грант № 2136).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Kingsley and J. S. Prener, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 315 (1962).
2. J. M. Langer, T. Langer, G. L. Pearson et al., *Phys. Stat. Sol. (b)* **66**, 537 (1974).
3. C. H. Park and D. J. Chadi, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 113 (1999).
4. A. I. Ryskin, A. S. Shcheulin, and D. E. Onopko, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2949 (1998).
5. B. Koziarska-Glinka, A. Barcz, L. Arizmendi, and A. Suchocki, *Phys. Rev. B* **61**, 9295 (2000).
6. A. Suchocki, B. Koziarska, T. Langer, and J. M. Langer, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2934 (1997).
7. R. A. Linke, T. Thio, J. D. Chadi, and G. E. Devlin, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 16 (1994).
8. R. A. Linke, T. Thio, J. D. Chadi et al., *Proc. of the 22nd Int. Conf. on the Physics of Semiconductors*, World Scientific, London (1995).
9. T. Thio, J. W. Bennett, D. J. Chadi et al., *J. Cryst. Growth* **159**, 345 (1996).
10. A. I. Ryskin, A. S. Shcheulin, B. Koziarska et al., *Appl. Phys. Lett.* **67**, 31 (1995).
11. R. P. Khosla and D. Matz, *Sol. St. Comm.* **6**, 859 (1968); R. P. Khosla, *Phys. Rev.* **183**, 695 (1969).
12. В. В. Каспаров, А. А. Волков, А. И. Ритус, *Изв. РАН, сер. физ.* **67**, 1763 (2003).
13. A. A. Volkov, Yu. G. Goncharov, G. V. Kozlov et al., *Infrared Physics* **25**, 369 (1985); G. V. Kozlov and A. A. Volkov, in *Topics in Applied Physics*, ed. by G. Gruner, Springer-Verlag (1998), vol. 74, p. 51.
14. A. I. Ritus, A. V. Pronin, A. A. Volkov et al., *Phys. Rev. B* **65**, 165209 (2002).
15. J. D. Axe, J. W. Gaglianella, and J. E. Scardefield, *Phys. Rev.* **139**, A1211 (1965).
16. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973), гл. 8.
17. S. A. Kazanskii, D. S. Romyantsev, and A. I. Ryskin, *Phys. Rev. B* **65**, 165214 (2002).