

Н. П. Андреева, М. С. Барашков, И. М. Бельдюгин, Ю. И. Кружилин, В. М. Петникова, А. Ф. Умнов, М. А. Харченко, В. В. Шувалов

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗАПИСЬ И СЧИТЫВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ GaAs:Cr

Экспериментально исследованы энергетические (дифракционная эффективность) и временные (запись, хранение, считывание) параметры четырехволнового смещения в GaAs:Cr. Показано, что исследование динамики переднего фронта нелинейного отклика может стать эффективным методом нестационарной спектроскопии фоторефрактивных материалов.

Введение

Устройства на основе широкозонных легированных полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$, таких как GaAs:Cr и InP:Fe, при высокой фоторефрактивной чувствительности в ближнем ИК диапазоне и характерных интенсивностях взаимодействующих волн $\sim 1 \text{ Вт/см}^2$ имеют быстроедействие $\sim 10^{-5} \text{ с}$ [1], обусловленное высокой подвижностью свободных носителей. Это обстоятельство выгодно отличает их от классических фоторефрактивных материалов — сегнетоэлектриков [2] — и указывает на перспективность практического применения в системах обработки оптической информации.

Сильная зависимость дифракционной эффективности и быстрогодействия от физических свойств фоторефрактивных сред и интенсивностей взаимодействующих волн позволяет управлять этими параметрами, подстраивая систему обработки оптической информации под решение определенных типов задач. Вместе с тем исследование динамики переднего фронта нелинейного отклика может стать новым эффективным методом нестационарной нелинейной спектроскопии этих материалов.

Именно это наряду с определением основных энергетических (дифракционная эффективность) и временных (запись, хранение и считывание динамических голограмм) параметров при вырожденном четырехволновом смещении (ВЧВС) в GaAs:Cr и являлось целью работы.

1. Теоретическая модель

В основе теоретического описания фоторефракции лежит классическая система уравнений, предложенная Н. В. Кухтаревым [3, 4]. Она обычно решается либо в стационарном, либо в квазистационарном приближении [3—5], т. е. либо при $\partial/\partial t \rightarrow 0$, либо только при $\partial n/\partial t = 0$, где n — концентрация электронов в зоне проводимости. Решение получают в виде сходящегося ряда Фурье по пространственным гармоникам. Однако даже квазистационарное приближение оказывается неудовлетворительным для описания динамики формирования переднего фронта нелинейного отклика в реальном эксперименте.

Анализ переходных процессов проводился следующим образом. Считалось, что фоторефрактивный образец непрерывно освещается световым полем E_2 . В момент времени $t=0$ мгновенно включаются световые поля $E_{1,3}$, которые начинают записывать в нем пространственную решетку показателя преломления. Одновременно волна E_2 считывает динамическую голограмму. Формирование пространственной решетки волнами $E_{2,3}$ не учитывается, что соответствует конкретной экспериментальной реализации. Заложенные в схему вариации начальных условий позволяют расширить ее возможности с точки зрения спектроскопии.

В рамках метода последовательных приближений по пространственным фурье-гармоникам уравнение для искомой амплитуды первой пространствен-

ной компоненты внутреннего поля $B^{(1)}$ имеет вид

$$B_i^{(1)} + [\gamma_D + (\gamma_{di} + 2\gamma_R)f(t)]B_i^{(1)} + \gamma_R\{\gamma_D f(t) + \gamma_{di}[1 + f^2(t)]\}B^{(1)} = mB_D\gamma_R\gamma_{di},$$

$$\gamma_D = \kappa^2 \mu k T / \epsilon_0; \quad \gamma_{di} = 4\pi e_0 \mu (N_{dc}^{+(0)} - N_a/2) / \epsilon_0; \quad \gamma_R = \gamma(N_{dc}^{+(0)} - N_a/2);$$

$$N_{dc}^{+(0)} = N_a/2 + (SI^{(0)}N_d/\gamma + N_a^2/4)^{1/2}; \quad (1)$$

$$B_D = \kappa k T / \epsilon_0; \quad m = I^{(1)} / I^{(0)};$$

$$f(t) = [1 - q(1 - N_a/N_{dc}^{+(0)} \exp(-2\gamma_R t))][1 + q \exp(-2\gamma_R t)]^{-1};$$

$$q = [N_{dc}^{+(0)} - N_d^{+(0)}(0)][N_{dc}^{+(0)} + N_d^{+(0)}(0) - N_a]^{-1}.$$

Здесь κ — период пространственной решетки, записываемой световыми волнами $E_{1,3}$; μ — подвижность электронов в зоне проводимости; e_0 — заряд электрона; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость; $N_{a,d}$, N_d^+ — концентрации акцепторных, донорных и ионизованных донорных центров; γ — коэффициент рекомбинации; m — параметр модуляции; S — сечение фотоионизации; $I^{(0,1)}$ — амплитуды гармоник интенсивности полного светового поля. Верхний числовой индекс l величин, входящих в (1), указывает номер пространственной гармоники с пространственной частотой $l\kappa$, нижний (с) — стационарное значение соответствующей величины. Скорости пространственной диффузии γ_D , диэлектрической релаксации γ_{di} и рекомбинации γ_R , как и диффузионное поле B_D , соответствуют принятым в [5]. В отличие от [5] запись и считывание происходят одновременно, поэтому $I^{(0)} = I_1 + I_2 + I_3$, где I_{1-3} — интенсивности световых полей E_{1-3} и внутреннее поле $E^{(1)}$ зависит от I_2 . Не используется предположение о малости концентрации электронов в зоне проводимости n по сравнению с N_a . Уравнение (1) получено в рамках естественного предположения $N_d^+ \ll N_d$. Начальные условия для внутреннего поля $B^{(1)}(0) = B_i^{(1)}(0) = 0$ непосредственно следуют из исходной системы уравнений [3, 4].

Роль параметра нестационарности играет величина $0 \leq q < 1$. Квазистационарному приближению в (1) соответствует предельный переход $q = 0$. Очевидно, что в этом случае начальные условия не влияют на решение $B_k^{(1)}$, которое имеет вид

$$B_k^{(1)} = B_c^{(1)} [1 + (\lambda_2 e^{\lambda_1 t} - \lambda_1 e^{\lambda_2 t}) / (\lambda_1 - \lambda_2)], \quad B_c^{(1)} = mB_D / (2 + \gamma_D / \gamma_{di}),$$

$$\lambda_{1,2} = -1/2(\gamma_D + \gamma_{di} + 2\gamma_R) \pm 1/2[(\gamma_D + \gamma_{di} + 2\gamma_R)^2 - 4\gamma_R(\gamma_D + 2\gamma_{di})]^{1/2}. \quad (2)$$

Точное нестационарное уравнение (1) решалось методом последовательных приближений по параметру q . При этом квазистационарное решение $B_k^{(1)}$ является его нулевым приближением. Внутреннее поле с учетом первой поправки к (2), пропорциональной q , равно

$$B^{(1)} = B_k^{(1)} + 2qmB_D\gamma_R\gamma_{di}(1 - N_a/2N_{dc}^{+(0)}) \sum_{i=0}^4 D_i e^{\lambda_i t},$$

$$\lambda_0 = -2\gamma_R; \quad \lambda_{3,4} = \lambda_{1,2} - 2\gamma_R; \quad D_0 = -1/\gamma_R\gamma_D;$$

$$D_i = \frac{1}{(\lambda_i - \lambda_j)} \left[\frac{1}{\lambda_i + 2\gamma_R} - \frac{\lambda_i + 2\gamma_R + \gamma_D}{2\gamma_R(\lambda_i - \lambda_j + 2\gamma_R)} \right] \text{ при } i=1, j=2 \text{ либо } i=2, j=1; \quad (3)$$

$$D_i = \frac{\lambda_i + 2\gamma_R + \gamma_D}{2\gamma_R(\lambda_i - \lambda_j)(\lambda_i - \lambda_j - 2\gamma_R)} \text{ при } i=3, j=4 \text{ либо } i=4, j=3.$$

При необходимости аналогично могут быть найдены и члены более высокого порядка по q .

Квазистационарное приближение (2) дает правильное значение внутреннего поля $B^{(1)}$ в режиме насыщения, практически точно (до второй производной включительно) описывает начальный участок его нарастания. Таким образом, отказ от него и использование нестационарного решения (3) необходимы именно для описания переходных процессов формирования нелиней-

ного отклика и особенно существенны в реальном импульсном режиме работы, когда считывающее поле включается одновременно с записывающими или позже и фоторефрактивная среда к моменту записи не возбуждена. Полученное решение обеспечивает возможность корректной интерпретации экспериментальных данных нестационарной нелинейной спектроскопии фоторефрактивных материалов по динамике переднего фронта нелинейного отклика.

Дальнейший расчет интенсивности рассеянного поля I_4 и дифракционной эффективности проводится по традиционной схеме [3—5] и для экономии места не повторяется.

2. Экспериментальные результаты

Эксперимент проводился в монокристаллическом образце арсенида галлия, легированного хромом (10^{12} см^{-3}), с темновым сопротивлением $10^9 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и подвижностью свободных носителей $\mu = 5400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Образец представлял собой шайбу размером $3 \times 3 \times 0,2 \text{ см}$, нормаль ориентирована по оси 111, соответствующий спектр линейного пропускания приведен на рис. 1, а.

Схема установки показана на рис. 1, б. Источником излучения являлся непрерывный ИАГ-лазер (мощность излучения $\sim 2 \text{ Вт}$, ширина спектра генерации $0,1 \text{ см}^{-1}$). Излучение лазера делилось на три пучка E_{1-3} . Встречные волны $E_{1,2}$ играли роль накачек, а волна E_3 направлялась на кристалл под углом 2θ к E_1 в качестве сигнальной. Интенсивность генерируемого при ВЧВС излучения E_4 регистрировалась фотодиодом ФД-9Э на ЭЛТ запоминающего осциллографа С8-13.

В ходе экспериментов проводилось независимое управление интенсивностями I_{1-3} и поляризациями взаимодействующих волн E_{1-3} , пространственным периодом интерференционной решетки κ (вариация угла схождения пучков 2θ), длительностью, периодом следования и относительной временной задержкой импульсов, формировавшихся электромеханическим прерывателем 1.

Экспериментальные исследования и оптимизация стационарных энергетических характеристик проводились в непрерывном режиме. Измерялись зависимости интенсивности генерируемой волны I_4 от соотношения интенсивностей всех взаимодействующих в образце волн I_{1-3} и пространственного периода решетки κ . Эффективность нелинейного отражения $\eta = I_4/I_3$ определялась прямым методом посредством замены фоторефрактивного «зеркала» на диэлектрическое глухое. Наблюдался монотонный рост эффективности η при увеличении угла схождения 2θ от 20° до 90° и отношения $I_2/(I_1 + I_3)$ от 0,15 до 3,5. Максимальный коэффициент нелинейного отражения при суммарной интенсивности светового поля $I^{(0)} = 10 \text{ Вт}/\text{см}^2$ и равных интенсивностях волн $I_1 = I_3$ составил 1 %.

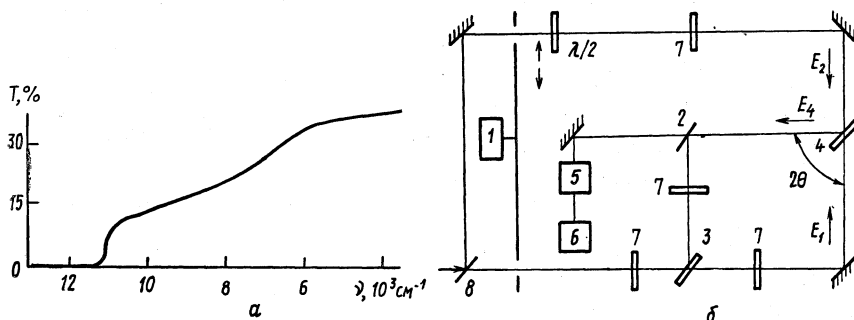


Рис. 1. Линейный спектр пропускания $T(\nu)$ GaAs:Cr (а) и схема экспериментальной установки (б): 1 — прерыватель; 2 — делитель с пропусканием 50 %; 3 — делитель с пропусканием 35 %; 4 — GaAs:Cr; 5 — фотоприемник; 6 — осциллограф С8-13; 7 — нейтральные светофильтры; 8 — делитель с варьируемым пропусканием.

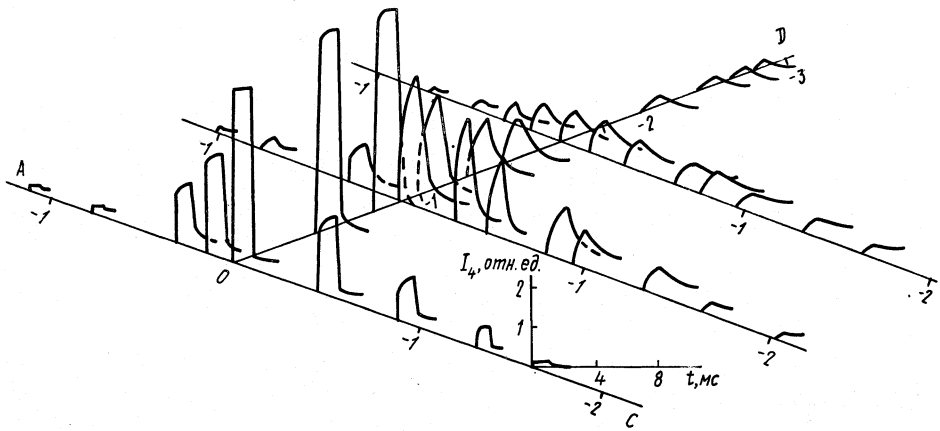


Рис. 2. Экспериментальные зависимости отклика $I_4(t, I_{1-3})$ в режиме импульсной записи решетки ($E_{1,3}$) и непрерывного считывания (E_2) при $I_{10}=I_{30}=1$ Вт/см², $I_{20}=7$ Вт/см²:

$A = \lg[(I_1 + I_3)/(I_{10} + I_{30})]$, $D = \lg(I_2/I_{20})$, $C = \lg(I_1/I_{10})$, начало координат I_4, t совпадает с началом каждого импульса, оси I_4, t показаны для одного импульса

Для определения времени темнового хранения и выделения вкладов отражательной и просветной решеток [1] в эффективность η осуществлялась импульсная запись динамических голограмм с последующим импульсным считыванием. Световые импульсы «вырезались» из непрерывного излучения прерывателем I (рис. 1, б). Отношение длительности импульса к его фронтам составляло ~ 10 , временная задержка считывания варьировалась от 100 мкс до 100 мс. Измеренное время темнового хранения составило ~ 30 мс. Временная задержка одного из световых импульсов и возможность поворота образца вокруг вертикальной оси на 90° позволяли выделить вклад либо просветной, либо отражательной динамических голограмм. При угле схождения $2\theta = 90^\circ$ отражательная решетка оказалась в ~ 20 раз эффективнее, чем просветная, что хорошо соответствует теоретической оценке с учетом соотношения их периодов (0,72 и 0,16 мкм) и свидетельствует в пользу диффузионного механизма транспортировки заряда [3—5]. Время фотостирания существенно уменьшалось с ростом интенсивности I_2 .

Переходные процессы исследовались в режиме с импульсной записью динамических голограмм волнами $E_{1,3}$ и непрерывным считыванием волной E_2 . В формировании отклика участвовала только отражательная решетка, для этого направление поляризации волны E_2 поворачивалось на 90° с помощью полуволновой кварцевой пластины $\lambda/2$ (рис. 1, а). Это приводило к дополнительной поляризационной «развязке» резонатора ИАГ-лазера от обратного

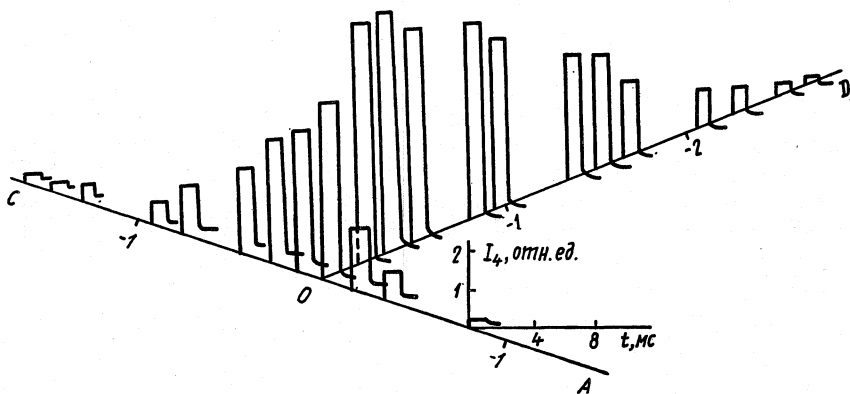


Рис. 3. Экспериментальные зависимости отклика $I_4(t, I_{1-3})$ в режиме импульсной записи (E_{1-3}) и считывания (E_2) решетки при $I_{10}=I_{30}=1$ Вт/см², $I_{20}=7$ Вт/см² (расположение осей I_4, t аналогично рис. 2)

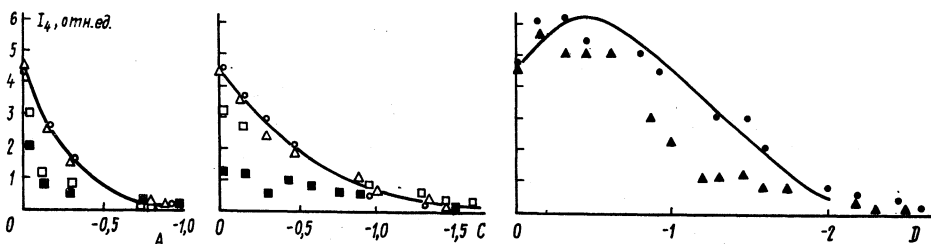


Рис. 4. Зависимость амплитуды отклика $I_4 \text{ max}$ (I_{1-3}) в различных режимах:

расчет при $\alpha=0,1$ и $\beta=0,3 \text{ Вт}^{1/2}/\text{см}$ (сплошные кривые), эксперимент при $I_2=7$ (○, △), $0,9$ (□), $0,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ (■) и $I_1=I_3=1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ (●, ▲) при непрерывном (△, □, ■, ▲) и импульсном (○, ●) считывании

влияния волн накачек $E_{1,2}$, прошедших через образец. На рис. 2 показан характер зависимости нелинейного отклика $I_4(t)$ при вариациях интенсивности считывающей накачки I_2 , записывающей накачки I_1 и одновременном изменении интенсивностей записывающих решетку волн I_1+I_3 . Хорошо видны этапы нарастания отклика во времени, выхода его на стационарный уровень и последующего спада при фотостирании.

Для демонстрации влияния начальных условий на переходные процессы аналогичные измерения проведены в режиме, когда все взаимодействующие поля E_{1-3} представляли собой импульсы, совпадающие во времени. При этом в зависимости $I_4(t)$ (рис. 3) не разрешается переходный этап формирования нелинейного отклика. В наносекундном диапазоне длительностей взаимодействующих импульсов ($\sim 300 \text{ нс}$, режим акустооптической модуляции добротности резонатора ИАГ-лазера) нелинейный отклик линейно нарастал до конца действия импульсов во всех экспериментальных реализациях.

Выход на стационарный режим наблюдался при интенсивности считывающей волны I_2 , превосходящей суммарную интенсивность записывающих решетку волн I_1+I_3 (рис. 2), во всех экспериментальных реализациях, соответствующих рис. 3. С помощью (2) определяется явная зависимость стационарного отклика I_{4c} от интенсивностей I_{1-3} :

$$I_{4c} = \alpha I_1 I_2 I_3 / (I_1 + I_2 + I_3) [\beta + (I_1 + I_2 + I_3)^{1/2}]^2, \quad \beta = (\gamma_D / 2\gamma_{di}) (I_1 + I_2 + I_3)^{1/2}, \quad (4)$$

где α и β — безразмерная и размерная константы, зависящие только от физических характеристик кристалла, его температуры и пространственного периода решетки. Соответствующие стационарному режиму экспериментальные зависимости из приведенных на рис. 4 находятся в хорошем соответствии с (4) при $\alpha=0,1$ и $\beta=0,3 \text{ Вт}^{1/2}/\text{см}$. Подробный анализ переходных этапов формирования и стирания динамической голограммы на основе нестационарного теоретического описания (3) может дать дополнительную спектроскопическую информацию о физических характеристиках исследованного фоторефрактивного кристалла и будет опубликован отдельно.

Выводы

Полученные в работе результаты показывают, что экспериментальные исследования динамики нарастания нелинейного отклика при различных интенсивностях взаимодействующих волн могут быть использованы как эффективный метод нестационарной спектроскопии фоторефрактивных материалов по переднему фронту отклика. Полученные спектроскопические данные допускают интерпретацию в рамках развитой нестационарной модели.

Легированные полупроводниковые соединения типа $A^{III}V$ обладают высокой фоторефрактивной нелинейностью в ближнем ИК диапазоне и обеспечивают эффективность ВЧВС $\sim 1\%$ уже при интенсивностях взаимодействующих волн $\sim 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Высокие фоторефрактивная чувствительность и скорость отклика этих материалов определяются малым временем пространственной диффузии свободных носителей и позволяют формировать динамические голограммы импульсами наносекундной длительности.

Авторы искренне признательны И. И. Тычине за предоставленные фото-рефрактивные образцы GaAs:Cr.

1. J. Strait, A. M. Glass. *Appl. Optics*, **25**, 338 (1986).
2. М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.— Л.: Наука, 1983.
3. Н. В. Кухтарев. *Письма в ЖТФ*, **2**, 1114 (1976).
4. N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, V. L. Vinetskii. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
5. G. C. Valley, M. B. Klein. *Opt. Engng*, **22**, 704 (1983).

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
21 сентября 1988 г.

N. P. Andreeva, M. S. Barashkov, I. M., Bel'dyugin, Yu. I. Kruzhilin, V. M. Petnikova, A. F. Umnov, M. A. Kharchenko, V. V. Shuvalov. **Nonstationary Recording and Readout of Dynamic Holograms in Photorefractive GaAs:Cr Crystals.**

Energetic (diffraction efficiency) and temporal (recording, storage, readout) parameters of four-wave mixing in GaAs:Cr have been studied experimentally. It is shown that the studies of dynamics of the nonlinear response rising edge can become an efficient method for nonstationary spectroscopy of photorefractive materials.