

Самодифракция частотно-модулированного света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

© М.А. Брюшинин¹, В.В. Куликов¹, И.А. Соколов¹, Р. Delaye², G. Pauliat²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Palaiseau, France

E-mail: mb@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 2 декабря 2013 г.)

Экспериментально исследуется самодифракция частотно-модулированного света в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Для наблюдения эффекта кристалл освещается двумя пучками света с относительным сдвигом частоты $\Delta f(t)$. В экспериментах используется линейная частотная модуляция: $\Delta f(t) = At$. В результате самодифракции света на равноускоренно движущейся голограмме на выходе кристалла возникает изменение мощности пучков света в виде chirp-импульса. Появление импульса происходит в момент остановки интерференционной картины, а его длительность определяется скоростью изменения частоты A и временем записи голограммы τ_{sc} .

Самодифракция (двухволновое взаимодействие) в фоторефрактивных материалах исследуется в течение уже нескольких десятилетий [1,2]. Столь неизменный интерес обусловлен относительной простотой реализации эксперимента и разнообразием применений: эффект наблюдается при низких интенсивностях света и используется для исследования фотоэлектрических свойств широкозонных полупроводников и для детектирования оптических фазомодулированных сигналов, в том числе и в системах неразрушающего контроля. Двухволновое взаимодействие наблюдается в виде перераспределения мощности или фазы между двумя световыми волнами, распространяющимися в фоторефрактивном кристалле. Часто для оптимизации режима самодифракции или для изучения характеристик фоторефрактивного отклика осуществляют частотный сдвиг или фазовую модуляцию световых пучков [3–5]. В результате эффект самодифракции реализуется на бегущей с постоянной скоростью или колеблющейся голограмме. В первом случае изменения интенсивности света, детектируемые с помощью фотоприемника (фотодиода), имеют только постоянную составляющую, во втором случае наблюдаются колебания с частотой фазовой модуляции (иногда — с удвоенной частотой). Так как синусоидальная фазовая модуляция может создаваться за счет отражения от колеблющегося объекта, были предложены схемы адаптивных виброметров [6,7], в том числе с возможностью измерения скорости [8].

В настоящей работе обсуждается предпринятая нами попытка использования линейной частотной модуляции (ЛЧМ) в эксперименте с двухволновым взаимодействием. В данном случае интерференционная картина оказывается не просто бегущей, а бегущей с постоянным ускорением, что приводит к появлению импульсного отклика вместо постоянной составляющей или периодических колебаний.

Для исследования эффекта двухволнового взаимодействия в условиях линейной частотной модуляции световых волн использовалась установка, показанная на рис. 1. Свет гелий-неонового лазера ($\lambda = 633 \text{ nm}$, $P_{\text{out}} \approx 30 \text{ mW}$) проходит через два акустооптических модулятора МЛ-201-1, создающих частотные сдвиги f_0 и $f_0 + \Delta f(t)$ в продифрагировавших лучах ($f_0 = 80 \text{ MHz}$). В качестве генератора ЛЧМ-сигнала мы используем выход спектр-анализатора СК4-59 из-за его большого диапазона регулировки девиации частоты. С помощью зеркал лучи направляются на образец, где они формируют интерференционную картину со средней интенсивностью $I_0 = 240 \text{ mW/cm}^2$, пространственной частотой $K = 2.3 \mu\text{m}^{-1}$ и контрастом $m = 0.97$ (мощность

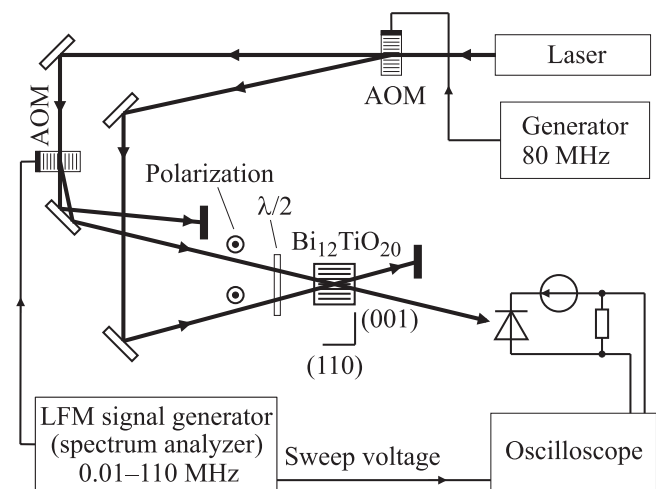


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования самодифракции частотно-модулированного света в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. AOM — акустооптический модулятор.

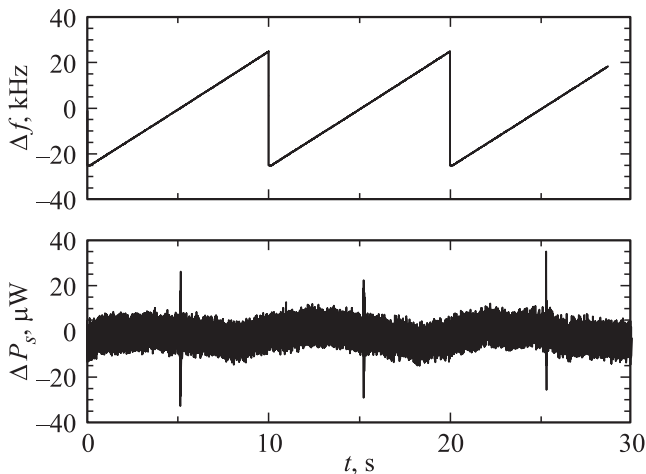


Рис. 2. Осциллограммы частотного сдвига и сигнала двухволнового взаимодействия ($A = 5 \text{ kHz/s}$).

сигнального и опорного лучей составляет $P_S = 3.4 \text{ mW}$ и $P_R = 2.0 \text{ mW}$ соответственно). Эффект самодифракции исследуется в недопированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ с характерными размерами $9.5 \times 12 \times 11 \text{ mm}$. Кристалл имеет одну из стандартных голографических ориентаций: срез (110) с осью [001], лежащей в плоскости падения света ($\mathbf{K} \parallel [001]$). Передняя и задняя плоскости $9.5 \times 12 \text{ mm}$ отполированы до оптического качества. Электроды не наносились. Так как образец достаточно толстый и вращает плоскость поляризации света на $\sim 70^\circ$, перед ним устанавливается полуволновая пластинка. В результате плоскость поляризации в середине кристалла перпендикулярна плоскости падения. Мощность светового пучка, распространяющегося вдоль направления исходного сигнала, измеряется с помощью фотодиода и отображается на осциллографе. На осциллограф подается также напряжение развертки спектр-анализатора, что позволяет одновременно измерять частотный сдвиг и исследуемый сигнал.

На рис. 2 представлены осциллограммы частотного сдвига (разности частот модуляции сигнала и опорного лучей) и сигнала двухволнового взаимодействия (приращения мощности сигнала), измеренные при скорости развертки $A = 5 \text{ kHz/s}$. Из приведенных зависимостей следует, что появление импульсов происходит в моменты, когда $\Delta f \approx 0$, т.е. когда интерференционная картина останавливается. Кроме того, из графика видно, что измерения проводятся так, что импульсы можно считать квазиодиночными. Действительно, характерное время записи голограмм в $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ составляет $\tau_{sc} = 0.1 - 1 \text{ s}$, а следовательно в моменты начала и окончания развертки (0, 10, 20, 30 s на рис. 2) мы имеем примерно установившийся режим с $\Delta P_S \approx 0$.

При более подробном рассмотрении видно, что зависимости от времени изменения мощности имеют вид ЛЧМ- или chirp-импульсов (рис. 3). Импульсы с наибольшей амплитудой наблюдаются при минимальных

скоростях развертки (скоростях изменения частоты). Выбор скорости развертки имеет ограничения. При малых скоростях A форма импульса становится нестабильной: сказывается медленный дрейф фазы в интерферометре, вызванный недостаточной виброизоляцией оптической схемы и присутствующими воздушными потоками. При больших скоростях A сигнал становится

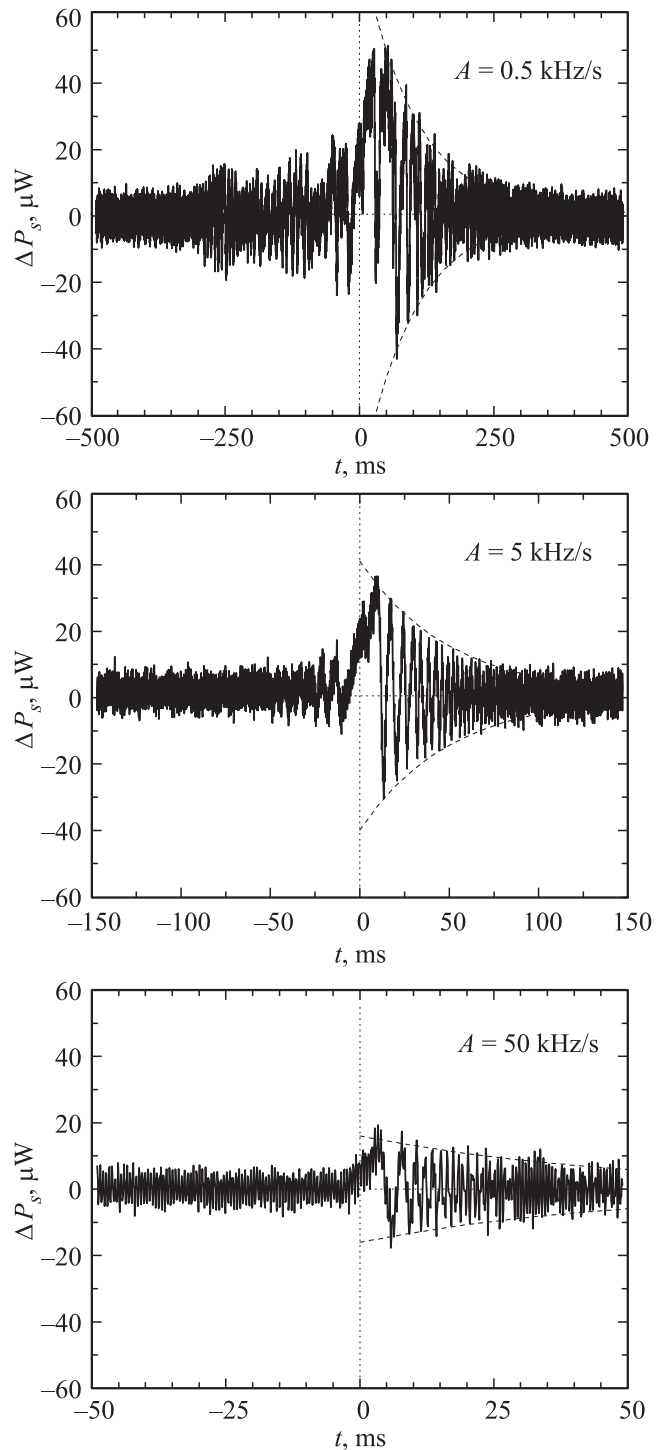


Рис. 3. Импульсный отклик двухволнового взаимодействия, измеренный при различных скоростях развертки.

ся трудноразличим на фоне шумов. Появление chirp-импульсов объясняется довольно просто. В исходном состоянии ($t \rightarrow -\infty$) частотный сдвиг $\Delta f = At$ и соответствующая скорость движения интерференционной картины $2\pi\Delta f/K$ очень велики, так что в кристалле не успевает сформироваться решетка пространственного заряда, сигнал двухволнового взаимодействия отсутствует. В области $t \simeq 0$ интерференционная картина замедляется и останавливается. В кристалле записывается голограмма, обладающая заметной дифракционной эффективностью, появляется сигнал самодифракции. Затем интерференционная картина начинает ускоряться, двигаясь в противоположном направлении. Однако в течение времени порядка τ_{sc} в кристалле продолжает существовать записанная неподвижная голограмма. Взаимодействие бегущей интерференционной картины и неподвижной голограммы порождает колебания мощности сигнального пучка света. Так как неподвижная голограмма со временем стирается, колебания затухают. На рис. 3 штриховыми линиями показан экспоненциальный спад огибающей сигнала с характерным временем $\tau_{sc} = 100, 50, 50$ ns. Разброс значений данного параметра может быть связан со сложной структурой примесных центров, на которых формируется зарядовая решетка.

Попробуем оценить величину импульсного отклика для случая, когда изменение частоты сигнального пучка происходит очень медленно, так что за время формирования решетки пространственного заряда τ_{sc} фаза „остановившейся“ интерференционной картины изменяется на малую величину:

$$|\varphi(\tau_{sc})| = \left| -2\pi \int_0^{\tau_{sc}} \Delta f(t') dt' \right| = \pi A \tau_{sc}^2 \ll 1. \quad (1)$$

В этом случае можно считать, что в течение малых интервалов времени двухволновое взаимодействие происходит так же, как в случае с постоянным частотным сдвигом и интерференционной картиной, бегущей с постоянной скоростью [9]. Рассмотрение эффекта начнем с выражения, хорошо известного в теории самодифракции: $P_S(d)/P_R(d) = P_S(0)/P_R(0) \exp(\Gamma d)$, где Γ — коэффициент усиления двухволнового взаимодействия, d — толщина кристалла [2]. Для приращения мощности „сигнального“ луча ΔP_S , вызванного малым приращением коэффициента усиления $\Delta\Gamma$, верно следующее соотношение:

$$\Delta P_S = -\Delta P_R = \frac{P_R P_S}{P_R + P_S} \Delta\Gamma d. \quad (2)$$

В нашем эксперименте начальным является состояние, когда разность частот световых волн очень велика $\Delta f \rightarrow -\infty$, и соответственно $\Delta\Gamma = \Gamma(\Delta f) - \Gamma(-\infty)$. При большой разнице частот Δf интерференционная картина движется очень быстро, так что в кристалле не успевает сформироваться голограмма: $\Gamma(-\infty) = 0$. Как следствие, имеем $\Delta\Gamma = \Gamma(\Delta f)$. Для не слишком высоких пространственных частот ($K^2 L_S^2 \ll 1$, где L_S — дебаевская длина

экранирования) выражение для коэффициента усиления может быть представлено в следующем виде [9]:

$$\Gamma(\Delta f) = 2\delta \operatorname{Im} \frac{iE_D}{1 + i2\pi\Delta f \tau_{sc}}, \quad (3)$$

где $\delta = \pi n_0^3 r / \lambda' \cos \theta$ — коэффициент, используемый при описании дифракции в фоторефрактивных кристаллах [9], n_0 — коэффициент преломления света, r — эффективный электрооптический коэффициент, $\lambda' = c / (f_L + f_0)$ — длина волны света после прохождения акустооптического модулятора, 2θ — угол между лучами в кристалле, Im обозначает мнимую часть комплексного переменного. Далее, используя $\Delta f(t) = At$ для рассматриваемого случая линейной частотной модуляции, получим окончательное выражение для импульсного отклика двухволнового взаимодействия

$$\Delta P_S(t) = \frac{2P_R P_S \delta E_D d}{P_R + P_S} \frac{1}{1 + (2\pi A \tau_{sc} t)^2}. \quad (4)$$

Очевидно, что полученное выражение не вполне подходит для описания экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 3. В частности, выражение (4) не содержит осциллирующих слагаемых. Тем не менее можно оценить максимальную амплитуду импульса, если бы эксперимент выполнялся при условии (1): $2P_R P_S \delta E_D d / (P_R + P_S) = 470 \mu\text{W}$. В нашем эксперименте амплитуда импульсов была на порядок меньше, что может объясняться невыполнением вышеуказанного условия, а также заметным поглощением света и векторным характером двухволнового взаимодействия [2]. Из выражения (4) также можно оценить длительность, которую имел бы импульс: $\tau_p = 1 / (\pi A \tau_{sc})$. В соответствии с этой оценкой для $\tau_{sc} = 50$ ns и $A = 0.5, 5, 50$ kHz/s длительность импульса составила бы $\tau_p = 13, 1.3, 0.13$ ns соответственно. Очевидная разница с результатами эксперимента (рис. 3) указывает на то, что необходим теоретический анализ эффекта, описывающий как „квазистационарное“ возбуждение импульса самодифракции при $\pi A \tau_{sc}^2 \ll 1$, так и появление chirp-импульса при большой скорости изменения частоты ($\pi A \tau_{sc}^2 \geq 1$).

Обнаруженный эффект может найти применение в задачах определения фотоэлектрических параметров широкозонных полупроводников: измерение времени записи голограммы τ_{sc} позволяет оценить удельную фотопроводимость кристалла [1,2]. Однако, наиболее перспективным представляется использование эффекта в лазерных измерителях скорости и ускорения. Действительно, момент появления импульса однозначно определяется условием равенства частот сигнального и опорного пучков света. Задав определенный частотный сдвиг в одном из лучей и обнаружив импульс, можно утверждать, что в данный момент времени неизвестный доплеровский сдвиг частоты в другом луче равен заданному, а следовательно произведено измерение мгновенной скорости объекта. Кроме того, длительность, форма

и возможное частотное заполнение импульса связаны со скоростью изменения частоты модуляции (рис. 3), и поэтому их измерение предоставляет информацию об ускорении объекта. Уникальной особенностью данного способа измерения скорости и ускорения является то, что оба этих параметра могут быть оценены путем детектирования одиночного импульса, что особенно важно при исследовании быстропротекающих процессов.

Список литературы

- [1] P. Günter, J.-P. Huignard. Photorefractive materials and their applications II. Springer-Verlag, Berlin (1989). 367 p.
- [2] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб. (1992). 320 с.
- [3] J.P. Huignard, A. Marrakchi. Opt. Commun. **38**, 249 (1981).
- [4] A.A. Freschi, A.C.C. Telles, J. Frejlich, D.A. Donatti. J. Appl. Phys. **105**, 023 109 (2009).
- [5] I. de Oliveira, A.A. Freschi, I. Fier, J. Frejlich. Opt. Mater. Express **2**, 228 (2012).
- [6] A.A. Kamshilin, R.V. Romashko, Y.N. Kulchin. J. Appl. Phys. **105**, 031 101 (2009).
- [7] А.А. Колегов, С.М. Шандаров, Г.В. Симонова, Л.А. Кабанова, Н.И. Буримов, С.С. Шмаков, В.И. Быков, Ю.Ф. Каргин. Квантовая электроника **41**, 847 (2011).
- [8] Ph. Delaye, S. de Rossi, G. Roosen. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **2**, 209 (2000).
- [9] G.C. Valley. J. Opt. Soc. Am. B **1**, 868 (1984).