УДК 535.317.1

ЭНЕРГООБМЕН ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

А. В. Князьков, Н. М. Кожевников, Ю. С. Кузьминов, Н. М. Полозков, А. С. Сайкин, С. А. Сергущенко

Приведены результаты экспериментального исследования энергообмена световых пучков в кристалле ниобата бария—стронция при ступенчатом и синусоидальном изменении фазы одного из записывающих пучков. Показано, что изменение интенсивностей выходящих пучков существенно зависит от величины и направления ступенчатого изменения фазы, а также напряженности приложенного к кристаллу внешнего электрического поля. При синусоидальном изменении фазы амплитуда и спектр колебаний интенсивности выходящих пучков определяются амплитудой фазовой модуляции. Приводится объяснение полученных результатов в рамках теории связанных волн.

В [1, 2] было высказано предположение о возможности использования методов динамической голографии для преобразования фазовой модуляции излучения волоконных световодов в амплитудную. При этом отмечалось, что адаптивность голограмм должна приводить к стабилизации амплитуды сигнала. Решение этой практически важной задачи требует детального исследования особенностей взаимодействия фазомодулированных световых пучков, записывающих динамическую голограмму в фоторефрактивном кристалле.

В настоящей статье приведены результаты экспериментального исследования энергообмена между световыми пучками при ступенчатом и синусоидальном изменении фазы одного из пучков. В эксперименте использовался монодоменизированный кристалл ниобата бария—стронция (НБС), легированный церием $(Sr_xBa_{1-x})_{1-y}(Nb_2O_6)_y$, $x=0.61$, $y=0.4993+0.05$ вес.% Ce [3], однако обнаруженные в работе особенности энергообмена имеют достаточно общий характер и должны проявляться при голографической записи в широком классе электрооптических кристаллов.

Для записи динамической голограммы излучение лазера ЛГ-62 ($\lambda=0.44$ мкм) разделялось полупрозрачной пластинкой на два пучка I_1^0, I_2^0, которые сводились зеркалами на кристалл НБС, образуя интерференционную картину с пространственным периодом $\Lambda=1.4$ мкм. Под действием интерференционного поля в кристалле записывалась фазовая решетка, а дифракция падающих пучков на этой решетке приводила к энергообмену между ними таким образом, что в стационарном состоянии интенсивность одного из выходящих пучков I_1 была много меньше интенсивности другого пучка I_2 : $I_1/I_2 < 0.01$.

Одно из зеркал было наклеено на пьезокерамический цилиндр, к которому прикладывалось постоянное или синусоидальное напряжение. При подаче постоянного напряжения смещение зеркала приводило к ступенчатому сдвигу фазы пучка I_1^0 относительно пучка I_2^0 на угол φ. В результате интерференционная картина пучков смещалась в направлении оптической оси C кристалла НБС и происходила перезапись фазовой решетки в кристалле. При последующем выключении напряжения на пьезокерамическом цилиндре изменение фазы пучка I_1^0 относительно пучка I_2^0 на угол $(-\varphi)$ приводило к смещению интерференционной картины в направлении, противоположном оптической оси. Как будет показано ниже, энергообмен между пучками при ступенчатом включении и выключении, а также при синусоидальном изменении напряжения на пьезокерамиче-

ском цилиндре существенно зависит от величины и направления приложенного к кристаллу НБС вдоль оси C электрического поля E.

Интенсивности выходящих из кристалла пучков I_1 и I_2 измерялись фотодиодами, сигналы с которых поступали на осциллограф. В дальнейшем приводятся осциллограммы только одного из пучков I_2. Интенсивность другого пучка изменялась во времени таким образом, что суммарная интенсивность I_1+I_2 в каждый момент времени оставалась практически неизменной.

На рис. 1 приведены характерные осциллограммы интенсивности пучка I_2 при ступенчатом изменении фазы пучка I_1^0, когда к кристаллу НБС вдоль оптической оси C приложено электрическое поле напряженностью 5 кВ/см (Ф: *а* — 40, *б* — 120, *в* — 240°). Полученные результаты могут быть объяснены в рамках теории связанных волн [4, 5]. Действительно, интенсивность пучка I_2 в условиях его энергообмена с пучком I_1 синусоидально зависит от фазового сдвига δ между интерференционной картиной пучков и записанной в кристалле фазовой решеткой (рис. 2). Угол δ определяется механизмами записи решетки [5].

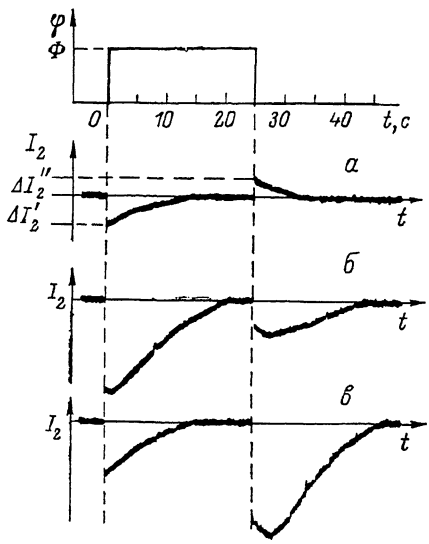

Рис. 1.

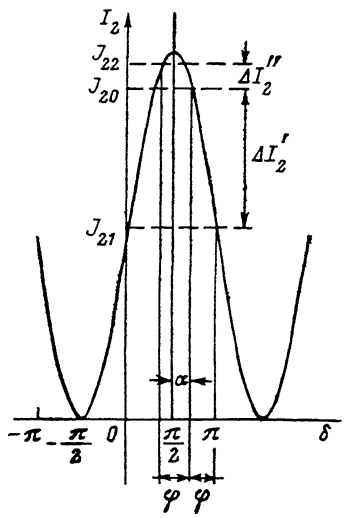

Рис. 2.

Пусть фазовая решетка сдвинута относительно интерференционной картины пучков на угол $\delta=(\pi/2)+\alpha$. Соответствующее стационарное значение интенсивности пучка I_2 равно J_{20} (рис. 2). При ступенчатом изменении фазы пучка I_1^0 на угол φ интерференционная картина пучков I_1^0 и I_2^0 оказывается сдвинутой относительно записанной решетки на угол $\delta=(\pi/2)+\alpha+\varphi$, а интенсивность пучка I_2 становится равной J_{21}. Амплитудный отклик интенсивности пучка I_2 равен, таким образом, $\Delta I_2'=J_{20}-J_{21}$. После этого начинается перезапись фазовой решетки, в результате которой новая решетка будет рассогласована с интерференционной картиной на прежний угол $\delta=(\pi/2)+\alpha$. Интенсивность пучка I_2 в этом процессе экспоненциально возвращается к исходному значению J_{20}.

Если изменить фазу пучка I_1^0 на угол $(-\varphi)$, то интерференционная картина сдвинется относительно записанной решетки в противоположном направлении и будет рассогласована с ней на угол $\delta=(\pi/2)+\alpha-\varphi$. Интенсивность пучка I_2 в соответствии с рис. 2 окажется равной J_{22}. При $\alpha\neq0$, очевидно, $\Delta I_2''=J_{20}-J_{22}\neq\Delta I_2'$, что и отражено на осциллограммах (рис. 1).

На рис. 3 представлены зависимости амплитудного отклика ΔI_2 от величины и направления изменения фазы пучка I_1^0 при значениях напряженности электрического поля в кристалле НБС $E=0$ (*1*) и 5 кВ/см (*2*). На этом же рисунке приведены теоретические зависимости амплитудного отклика от величины ступенчатого сдвига фазы φ, рассчитанные в соответствии с рис. 2, при $\alpha=0$ (*3*) и 36° (*4*). Таким образом, в результате проведенного эксперимента оказалось возможным достаточно точно определить угол рассогласования интерференционной кар-

тины относительно записанной фазовой решетки, что в свою очередь является важной информацией при изучении механизмов записи динамических голограмм в кристаллах.

Постоянная времени записи фазовой решетки в кристалле НБС в рассматриваемом эксперименте равна ~10 с. Таким образом, адаптивность динамической голограммы (отсутствие амплитудного отклика на изменение фазы пучка) должна проявляться при синусоидальной фазовой модуляции на частотах ниже $\sim 10^{-1}$ Гц. При более высоких частотах модуляции интерференционная картина перемещается в кристалле «слишком быстро», чтобы в каждый момент времени могла записаться соответствующая фазовая решетка. Тем не менее и в этом случае происходит запись динамической голограммы, а выходящие из кристалла световые пучки, как показано ниже, оказываются амплитудно-модулированными [6].

На рис. 4 приведены характерные осциллограммы интенсивности пучка I_2 при различных амплитудах синусоидального ($f=100$ Гц) изменения фазы φ пучка

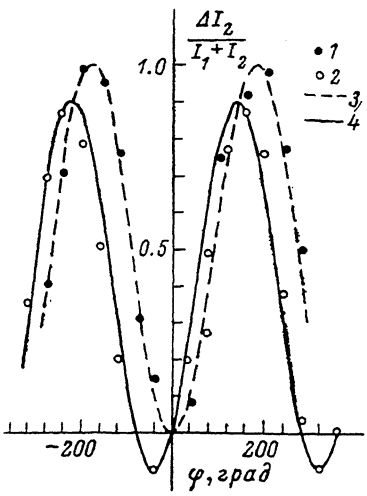

Рис. 3.

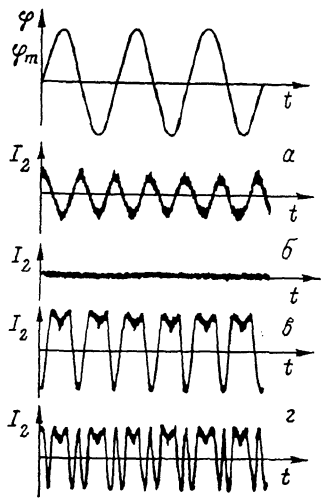

Рис. 4. Осциллограммы интенсивности пучка I_2 при синусоидальной модуляции фазы φ пучка I_1^0 (вверху). φ_m, град: *а* — 100; *б* — 140, 320, 480, 665, . . .; *в* — 220; *г* — 380.

I_1^0. Осциллограммы получены при отсутствии электрического поля в кристалле НБС ($E=0$). Как видно из рис. 4, модуляция фазы одного из падающих на кристалл пучков приводит в общем случае к несинусоидальным изменениям во времени интенсивностей выходящих пучков. При увеличении амплитуды модуляции фазы φ_m от нуля до $\sim 140°$ интенсивности выходящих пучков изменяются приблизительно по синусоидальному закону с удвоенной частотой $2f$ и амплитудой, максимальное значение которой соответствует величине $\varphi_m \sim 70°$. При $\varphi_m=0°$ и $\varphi_m \sim 140°$ интенсивности выходящих пучков во времени не изменяются. Последующее увеличение амплитуды φ_m приводит к постепенной трансформации синусоидального изменения интенсивностей выходящих пучков с частотой $2f$ к синусоидальному изменению с частотой $4f$. При $\varphi_m \sim 320°$ амплитуда изменения интенсивностей выходящих пучков вновь падает до нуля. Дальнейшее увеличение амплитуды φ_m сопровождается переходом к колебаниям интенсивностей с частотами $2nf$, где $n=3, 4, \ldots$. Между циклами перехода на следующую четную гармонику амплитуда колебаний интенсивностей уменьшается до нуля. Кроме того, переход амплитуды модуляции фазы φ_m через значения, соответствующие нулевым амплитудам изменения интенсивностей, сопровождается изменением на π фазы колебаний интенсивностей выходящих пучков.

Полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены следующим образом. Как известно, синусоидальное смещение интерференционной картины двух пучков, вызванное синусоидальным изменением их взаимной фазы, приводит к появлению усредненной интерференционной картины с тем же пе-

риодом и с глубиной модуляции, зависящей от амплитуды смещения по бесселевскому закону $J_0(\varphi_m)$ [7]. Это усредненное интерференционное поле записывает в кристалле сдвинутую на $\pi/2$ (в отсутствие внешнего электрического поля) фазовую решетку. Смещение во времени мгновенной интерференционной картины двух пучков относительно этой решетки приводит к изменению условий энергообмена между пучками и, следовательно, к изменению во времени интенсивностей этих пучков. Рассмотренный механизм взаимодействия пучков иллюстрирует рис. 5. На рис. 5, *а* приведена зависимость интенсивности пучка I_2 от фазового сдвига φ. Синусоидальная модуляция фазы пучка I_1^0 приводит к периодическому изменению интенсивности пучка I_2 (рис. 5, *б*). Очевидно, что форма изменения интенсивности пучка существенно зависит от амплитуды изменения фазы φ_m.

При значениях φ_m, соответствующих нулям функции Бесселя $J_0(\varphi_m)$, фазовая решетка в кристалле не записывается и энергообмен между пучками отсутствует, так что интенсивности пучков во времени не изменяются. Экспериментальные значения φ_m (рис. 4), при которых интенсивности выходящих пучков от времени не зависят, достаточно точно соответствуют табличным значениям нулей функции Бесселя.

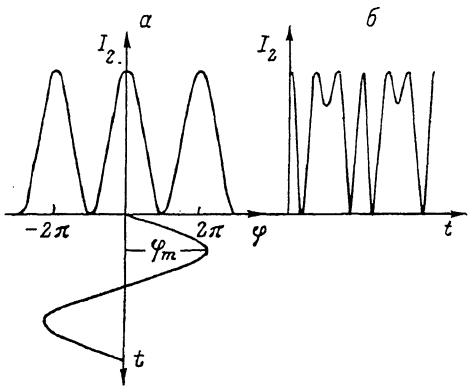

Рис. 5.

Отмеченное выше изменение на π фазы колебаний интенсивностей пучков при переходе амплитуды модуляции φ_m через значения нулей функции Бесселя, по-видимому, объясняется тем, что в этом случае меняются условия энергообмена между пучками: энергообмен в пучок I_2 сменяется энергообменом в пучок I_1. Теоретически эта ситуация, связанная с изменением фазовых соотношений между мгновенной и усредненной интерференционными картинами и записанной в кристалле фазовой решеткой, требует более подробного изучения.

Подача на кристалл постоянного электрического поля, как было показано выше, приводит к смещению записанной фазовой решетки относительно интерференционной картины на угол, не равный $\pi/2$ (на рис. 5 это следовало бы отразить смещением «рабочей точки», относительно которой происходят синусоидальные изменения фазы). В результате этого зависимость интенсивностей выходящих пучков от времени становится более сложной, несимметричной в пределах одного периода, что и наблюдалось при проведении соответствующего эксперимента.

Таким образом, полученные в работе результаты показывают, что фазовая модуляция световых пучков, записывающих динамическую голограмму, приводит к модуляции интенсивностей выходящих из кристалла пучков, которая существенно зависит от амплитуды модуляции фазы. Кроме того, при ступенчатом изменении фазы величина изменения интенсивностей (амплитудный отклик) определяется напряженностью приложенного к кристаллу электрического поля, смещающего записываемую решетку относительно интерференционной картины. При синусоидальной модуляции фазы амплитуда этой модуляции определяет амплитуду и спектральный состав изменения интенсивностей выходящих пучков.

В заключение авторы выражают благодарность С. В. Кружалову и В. В. Куликову за обсуждение настоящей статьи.

Литература

[1] *Кравцов Ю. А., Минченко А. И., Петриков В. Г.* Акустические преобразователи на основе волоконных световодов. — Радиотехника, 1982, т. 37, № 10, с. 3—15.
[2] *Hall T. J., Fiddy M. A.* Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry. — Opt. Lett., 1980, v. 5, p. 601—605.
[3] *Волк Т. Р., Ковалевич В. И., Полозков Н. М.* и др. Фотоэлектрические свойства и фото-

рефракция в кристаллах ниобата бария—стронция. — ФТТ, 1979, т. 21, № 9, с. 2591—2597.
[4] *Kogelnik H.* Coupled-Wave Theory for Thick Hologram Gratings. — Bell Syst. Tech. J., 1969, v. 48, p. 2909—2947.
[5] *Staebler D. L., Amodei J. J.* Coupled-Wave Analysis of Holographic Storage in $LiNbO_3$. — J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 3, p. 1042—1049.
[6] *Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В.* Динамическая голография. Киев: Наукова думка, 1983. 128 с.
[7] *Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В.* Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977. 336 с.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
6 июля 1983 г.
В окончательной редакции
30 января 1984 г.