



Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9

İyun
June 2005
Июнь

№237

səhifə
page 890-895
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Fe:LiNbO₃.

МЕХТИЕВ Т.Р.

*Институт Физики,
Национальной Академии Наук Азербайджана
Баку, Az-1143, пр. Г. Джавида, 33, joph@physics.ab.az*

Настоящая работа является продолжением публикаций комплекса исследований оптических свойств перспективных для практических приложений нелинейных кристаллов LiNbO₃ +0,03%Fe с целью использования в системах передачи, приема, обработки и хранения оптической информации.

The present work is continuation of publications of a complex of researches of optical properties perspective for practical appendices of nonlinear crystals LiNbO₃ +0,03%Fe with the purpose of use in systems of transfer, reception, processing and storage of the optical information

Тонкие пластинки кристаллов LiNbO₃ и Fe(0,03%):LiNbO₃, отожженные в течении одного часа при температуре около 500К, помещались в вакуумную светонепроницаемую камеру, в которой они закреплялись на тонкой нити над полупрозрачной металлической пластинкой. Колебания кристалла контролировались по отклонению оптического луча от легкого зеркальца, закрепленного на нити (масса кристалла во много раз превышала массу зеркальца). Контроль изменений расстояния между кристаллом и пластинкой, при возникновении заряда на поверхности кристалла, проводился с помощью интерференционного микроскопа с точностью до 0,5 мк. Температура, в процессе записи дифракционной решетки, определялась измерением оптического пути в неосвещенной области кристалла. Распределение интенсивности по площади светового пятна было практически равномерным, с расплыванием света на краях не более 0,03%.

Подразумевается, что все характеристики, падающего на кристалл света, были стабильны в течение времени проведения экспериментов, влияние внешних факторов, могущих повлиять на результаты исследований, сведено к минимуму.

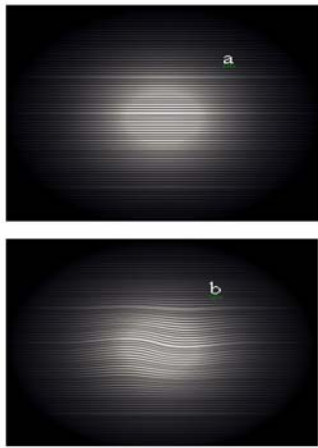
Во всех случаях, излучением от лазера He-Ne ($\lambda=6328\text{Å}$, мощность 30Вт/см²) по стандартной методике на кристаллах LiNbO₃ создавалась дифракционная картина.

Записи дифрактограмм от кристалла, в зависимости от времени экспозиции, зафиксировали возникновение искажений дифракционных полос в области светового пятна (фиг. 1а,б), пространственно-

временные изменения коэффициента преломления, возникающие под действием падающего света, зависящие от его длины волны и интенсивности (фиг. 2), изменения траектории распространения светового луча, геометрических размеров и формы выходящего светового пятна (фиг.3). Максимальные значения Δn наблюдались, когда излучение от лазера падало перпендикулярно к оси "с" кристалла. Дальнейшие эксперименты показали, что распределение Δn во время освещения заметно различается от распределения после снятия освещения.

Таким образом, как следует из фиг.1 2,3,4 и 5 учет пространственно-временных изменений показателя преломления, кинетики процессов рассеяния и пропускания является обязательным условием в оптических экспериментах с данным кристаллом. Следует отметить, что изменение угла падения света от 0 до $\pi/3$ приводит к уменьшению интенсивности рассеянного света, в то время как индикатриса рассеяния не меняется. Это утверждение остается верным до тех пор, пока толщина кристалла меньше 3-4μ. В противном случае, максимумы интенсивности рассеянного света смещаются в сторону 0 и π , и индикатриса рассеяния становится более диффузной.

При исследованиях времени релаксации Δn , были обнаружены быстрая и медленная компоненты. Наблюдаемый эффект является результатом возникновения в кристалле электрического поля (напряженностью порядка 10⁵ в/см), вызывающего изменения Δn и появление заряда на поверхности кристалла, зависящего от температуры, интенсивности и длины волны излучения лазера.



Фиг.1. а. Дифракционная картина, когда эффект на кристалле еще не наблюдается;
 б. Искажения дифракционных полос в области светового пятна

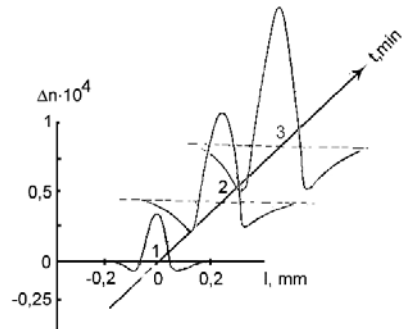
Следует отметить, что ничего нового в полученных результатах нет, так как еще в 1966 в работе [2] сообщалось о наблюдении эффекта фотоиндуцированного изменения показателя преломления, а затем [3] о возможности использования этого эффекта для записи фазовых голограмм с высокой эффективностью [4-9]. Результаты аналогичных наблюдений, но в электрическом поле (методом электрического компаса), были также опубликованы в работе [1].

Известен факт, что в сегнетоэлектриках - фотопроводниках, на границах равномерно освещенной области образуется пространственный заряд. Изменение спонтанной поляризации кристалла P_s в месте освещения вызывает появление деполаризующего электрического поля E , которое при низкой проводимости кристалла (в случае LiNbO_3 подвижность приближенно равна $10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ [13]) может сохраняться длительное время. Напряженность этого электрического поля порядка межатомных взаимодействий и, следовательно, приводит к деформациям электронных конфигураций не только примесных центров, но и атомов, составляющих данную структуру кристалла. Это обстоятельство является причиной наблюдаемых изменений P_s и Δn . Изменение P_s с другой стороны, вызывает появление деполаризующего электрического поля. За счет фотопроводимости это поле экранируется, то есть, при достаточно длительном освещении, электрическое поле внутри области светового пятна становится близко к нулю. В этот момент величину Δn можно определить, как это делается в работе [10].

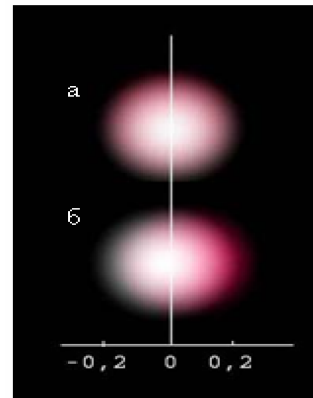
В расчетах кластерным методом электронной структуры LiNbO_3 были получены данные по спонтанной поляризации P_s ($0,77 \text{ cm}^{-2}$) [11], находящиеся в согласии с экспериментальными результатами $0,71 \text{ cm}^{-2}$ [12].

Ионизация или возбуждение примеси меняет ее поляризуемость на величину порядка ее самой, а так как примесь сегнетоэлектрике поляризована макроскопическим полем, то меняется и дипольный момент примеси. В изменение дипольного момента примесного центра дает вклад и искажение решетки вблизи примеси. [17]. Следуя [18], в [10] определен

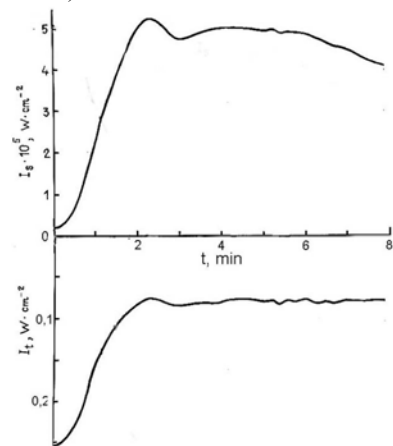
вид функции распределения $P(\mathbf{r})$.



Фиг.2 Пространственная и временная ($t=1,2,3$ мин.) зависимости изменений коэффициента преломления в кристаллах ниобата лития в области светового пятна.



Фиг.3 Временные изменения формы и распределения интенсивности в области выходного светового пятна в кристаллах ниобата лития (а – $t=0$; б – $t=2$ мин.)

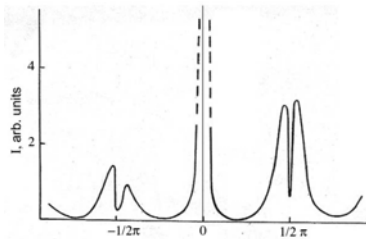


Фиг.4 Временные изменения пропускания (I_t) и рассеяния (I_s) света в $\text{LiNbO}_3 + 0,03\% \text{ Fe}$ ($L=2 \mu$, толщина образца – 2, mm, $\lambda = 440$ nm).

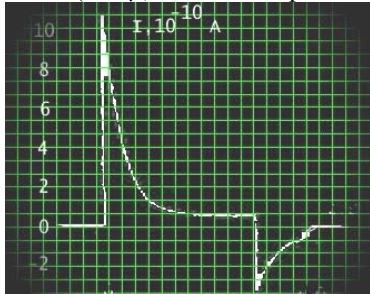
Отсюда следует:

$$\Delta P_s \approx \frac{\alpha^* f P_s N}{4\pi} (f + 1)$$

где f – фактор Лоренца; $E=f P_s$ макроскопическое поле; α^* – поляризуемость примеси; $\alpha f P_s$ – изменение дипольного момента примеси. Для случая $a_B < r_c$ (мелкие примеси) f равно нулю. Таким образом, величина изменения ΔP_s , а следовательно и Δn , определяется глубокими уровнями.



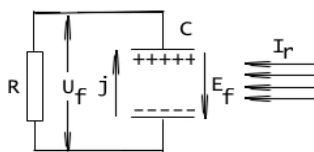
Фиг.5 Индикатриса рассеяния (I_s) для $\text{LiNbO}_3 + 0,03\% \text{Fe}$ ($L=2\mu$, толщина образца – 2 mm)



Фиг.6 Изменения фототока короткого замыкания в кристалле Fe: LiNbO_3 . Время развертки сигнала 250 с. Первый выброс сигнала соответствует включению света, второй – выключению.

При однородном освещении закороченного кристалла макроскопическое поле близко к нулю. Изменение n в этом случае обусловлено изменением поляризуемости α примесных центров. Величина $\Delta\alpha_0$ содержит вклад как от изменения оптической поляризуемости самого примесного атома, так и от искаженной им области кристалла. После снятия освещения в результате процесса релаксации возбужденных состояний примесей, P_s возвращается к исходному равновесному значению. При этом меняется и Δn , которое однако не возвращается к исходному значению. Последнее означает, что в ранее освещенной области возникло встроенное поле, с очень большим временем релаксации (фиг.6).

Электрическое поле при неоднородном освещении (а так можно себе представить задачу о распределении света на кристалле с учетом освещенной и не освещенной областей) определяется градиентом концентрации свободных электронов. Следует учитывать при этом, что концентрация свободных электронов, меньше, чем концентрация электронов, захваченных примесными ловушками. Таким образом, встроенное поле E определяется распределением заряда на ловушках и, как следует из вышесказанного, приводит к тому, что Δn не возвращается к исходному значению после отключения освещения. С другой стороны, фотоиндуцированное поле можно определить, воспользовавшись эквивалентной схемой:



где R – нагрузочный резистор, R_c – внутреннее сопротивление кристалла ($R_c \ll R$), U_f – падение напряжения на нагрузочном резисторе, I_r –

интенсивность, падающего на кристалл, света, j – пространственная компонента тока \vec{j} нормальная к лицевой поверхности плоскопараллельной пластинки толщиной d , E_f – напряженность фотоиндуцированного поля в конденсаторе C . Напряженность индуцированного поля определяется плотностью ρ зарядов на обкладках конденсатора, возникших в результате освещения кристалла светом, причем $\frac{d\rho}{dt} = j - \sigma E$, σ – полная проводимость. Так

как $E = \frac{4\pi\rho}{\epsilon_1}$, где ϵ_1 – продольная компонента диэлектрической проницаемости, то мы, с учетом

времени диэлектрической релаксации $t_d = \frac{\epsilon_1}{4\pi\sigma}$,

получим $\frac{dE}{dt} + \frac{E}{t_d} = -\frac{4\pi j}{\epsilon_1}$. Отсюда следует, что

$$E_f = -\frac{j}{\sigma} \text{ и } E(t) = E_f \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{t_d}\right) \right)$$

При $t \gg t_d$ $j = -\sigma E_f$. Здесь можно представить σ в виде суммы двух вкладов: σ_f – фотопроводимость и σ_d – собственной проводимости, причем σ_f не малая величина по сравнению с σ_d . Определяя j как $\alpha G J$, где α – коэффициент поглощения; G – коэффициент Гласса, и $\sigma_f = \alpha K_f J$, где K_f – коэффициент проводимости, получим:

$$E_f = -\frac{G}{K_f \left(\frac{\sigma_d}{\sigma_f} + 1 \right)}$$

и, если $\sigma_f \gg \sigma_d$, то E_f определяется только параметрами материала пластинки, то есть отношением $\left(-\frac{G}{K_f} \right)$. Для Fe:LiNbO₃ значения

констант Гласса приведены в [19]:

$$G_{33}^L \approx G_{31}^L = 2 - 4; G_{22}^L \approx 0.1 - 0.3;$$

$$G_{12}^c \approx 0.1 - 0.5 \gg G_{15}^L$$

При $t \ll t_d$ и малом токе j , разделение зарядов будет происходить только за счет фотовольтаического поля. В случае ниобата лития, необходимо также учитывать, что существует зависимость от взаимной пространственной ориентации полярной оси кристалла \vec{C} и тока \vec{j} . Величина поля фоторефракции, оцененная по эксперименту на LiNbO₃, оказалась равной 850 V/cm, накопленный заряд $4 \cdot 10^{-12}$ Q, поле пространственного заряда – 1800 V/cm. Для Fe:LiNbO₃ величина поля фоторефракции $\approx 1.5 \cdot 10^4$ V/cm.

Решение задачи о распределении пространственного заряда и поля вблизи границы однородно освещенной области при наличии и без внешнего электрического поля хорошо известно [1]. Характерный размер области пространственного заряда при наличии внешнего поля E_0 определяется выражением:

$$l = \frac{2kT}{eE_0} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{2kT}{eE_0 l_D} \right)^2} - 1 \right)$$

где l_D – длина экранирования Дебая, которая, при наличии ловушек концентрации N , определяется выражением $l_D = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{4\pi e^2 N}}$. При выполнении условия

$$E_0 > \frac{kT}{e l_D} \quad \text{характерный размер области}$$

пространственного заряда определится из $l = \frac{\epsilon E_0}{4\pi e N}$.

Для $E_0 \approx 10^4 \text{ V/cm}$ и $N \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ характерный размер области примерно составляет 10^{-7} cm , что гораздо меньше, чем характерный размер области неоднородного освещения, который порядка длины волны или больше. Это позволяет при анализе эффекта фоторефракции использовать условие квазинейтральности, в силу которого можно предположить, что локальная концентрация электронов определяется интенсивностью света в данной точке (это в общем означает, что при достаточном сильном освещении Δn слабо связано с распределением интенсивности и определяется только значением внешнего поля).

При неоднородном освещении в отсутствие внешнего поля обычно возникает диффузионное поле, например при записи голограмм на [24] LiNbO_3 . Его величина составляет $\frac{kT}{eL}$, где L – характерная длина

изменения интенсивности освещения, например для синусоидального пространственного распределения интенсивности света характерная длина определяется длиной волны синусоиды. Это подтверждается экспериментальными результатами по записи голограмм, в которых показано, что величина первой фурье компоненты диффузионного поля (а только она и представляет интерес при вычислениях дифракционной эффективности голограмм) составляет $\frac{2\pi kT}{\lambda}$. При комнатной температуре и $\lambda \approx$

10^{-4} cm это значение составляет $1,5 \cdot 10^3 \text{ V/cm}$.

В работе [14] сообщалось об исследованиях температурной и спектральной зависимостей фотовольтаического тока в сегнетоэлектриках, в частности LiNbO_3 . Было показано, что фотопроводимость и фотовольтаический эффект в LiNbO_3 связаны с межзонными переходами или переходами примесная зона. Возникновение в однородном и однородно освещаемом LiNbO_3 фотовольтаического тока может являться следствием объемного фотовольтаического эффекта [19]. В этом случае направление тока определяется направлением оси спонтанной поляризации, даже в отсутствие электрического поля. При ионизации примесного центра в полярном кристалле, как указывается в работе [16], освобождаемые электроны обладают преимущественным направлением скорости, по или против направления спонтанной поляризации, то есть, вероятность появления в результате ионизации электрона, обладающего направлением скорости, параллельной P_s , отличается от вероятности появления электрона с противоположным направлением скорости. Это связано с искажением волновых функций в асимметричном поле

примесного центра. Применение этой модели встречает затруднения из-за малой подвижности носителей в LiNbO_3 (проводимость должна носить прыжковый характер), а время рекомбинации существенно превышает 10^{-8} s , но вполне подходит к Fe: LiNbO_3 , в котором поставщиком электронов в зоне проводимости служит примесный атом Fe^{2+} .

Таким образом, выражение для тока, определяемое объемным фотовольтаическим эффектом $j = \sigma E + K\alpha\Phi$, где K – коэффициент, пропорциональный спонтанной поляризации P_s , α – коэффициент поглощения света, вполне применимо в случае Fe: LiNbO_3 и, если воспользоваться результатами работы [21], j будет полностью отражать факт и характер измененный коэффициента поглощения. (см. фиг.4)

С другой стороны, наличие 90° -фазового сдвига между решетками при записи голограмм на LiNbO_3 [24] – это необходимое условие реализации диффузионного механизма записи.

После записи интерференционной картины взаимодействия двух плоских волн в кристалл ниобата лития, его можно рассматривать как кристалл, показатель преломления в котором является периодической функцией

$$n^2(z) = n_0^2 \left(1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} x_m \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} mz\right) \right) \quad (1)$$

Если толщина кристалла превышает размеры записываемой интерференционной картины, то голограмма приобретает свойства трехмерной дифракционной решетки. Тогда, распространение плоской волны вдоль траектории происходит в условиях периодической модуляции поперечной компоненты волнового вектора k_x и, следовательно, продольной компоненты k_z , связанной с ней соотношением $k_x^2 + k_z^2 = k_0^2 n^2$. Амплитуда ТЕ-волны, распространяющейся в среде, показатель преломления которой определяется выражением (1), удовлетворяет уравнению Хилла [20]:

$$\frac{d^2 u}{d\zeta^2} + \left(\theta_0 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \theta_m \cos(2m\zeta) \right) u = 0,$$

решение которого, согласно теореме Флока, можно

представить в виде $u(\zeta) = A e^{i\delta\zeta} f(\zeta) + B e^{-i\delta\zeta} f(-\zeta)$, где δ – некоторая характеристическая константа; $f(\zeta)$ периодическая (с периодом π) функция и

$$\zeta = \left(\frac{\pi}{\Lambda} \right), \theta_0 = \left(\frac{2\Lambda}{\lambda} \right)^2, \theta_m = X_m \theta_0.$$

После подстановки разложения $f(\zeta)$ в ряд Фурье в (2), характеристическая константа δ определяется из решений уравнения $\Delta(\delta)=0$ или

$$\sin\left(\frac{\delta}{2}\right) = \pm \sqrt{\Delta(0)} \sin\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)\sqrt{\theta_0}\right],$$

в котором

$$\Delta(\delta) = \frac{1}{\theta_0 - 4n^2} \left[\left(2n - \frac{\delta}{\pi} \right)^2 f_n - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \theta_m f_{n-m} \right] = 0,$$

где $\Delta(\delta)$ – детерминант Хилла. Легко заметить, что, в общем случае при $\delta=0$, возникает необходимость в вычислениях детерминанта матрицы бесконечной размерности. Однако для случая $\theta_0 \approx 1$ приближенное решение (6) указывает на то, что периодическая среда

$$\text{при соблюдении условия: } |\lambda - \lambda_0| < \frac{2\left[\Delta_0(0)\right]^{1/2} - 1}{\pi} \lambda_0$$

ведет себя как брэгговский отражатель. и, соответственно, дифракция, распространяющейся в кристалле волны, будет описываться брэгговскими углами отражения. Заметим, что ось z располагается параллельно вектору разности векторов $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$, где \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 – волновые векторы двух плоских волн.

С другой стороны, становятся заметными эффекты, связанные с затуханием светового излучения, которое обусловлено рассеянием, вызванным флуктуациями плотности на микроскопическом и атомных уровнях, и поглощения, а также геометрическими искажениями формы, толщины и т.д. Поскольку формы кривых изменений коэффициента преломления близки к гауссову профилю, то можно предположить, что

$$n^2(\rho, z, t) = n_z^2 f(t) e^{-\frac{b\rho^2}{n_0}} \quad (2)$$

где $\rho = x^2 + y^2$, $f(t)$ – функция от времени, b – некоторая постоянная, а n – коэффициент преломления.

Считая, что показатель преломления кристалла не зависит от x и y , то есть мы рассматриваем неограниченную слоистую среду, а также, что при $z = -\infty$, поле имеет вид плоской волны u_i , распространяющейся под углом θ к оси z :

$u_i = e^{-i\vec{k}_0 n_0 (z \cos \theta + x \sin \theta)}$, траекторию любого луча в декартовых координатах для рассматриваемого

случая можно записать в виде $x = x_0 + \int_{z_0}^z \frac{adz}{\sqrt{n^2(z) - a^2}}$,

где z_0 и x_0 – координаты произвольной точки траектории, $a = n_0 \sin \theta$. Наблюдаемые отклонения вполне описываются данным подходом до тех пор, пока толщина кристалла не намного превышает размеры записываемой интерференционной картины. С другой стороны, такой подход вообще не учитывает того факта, что по мере распространения света в кристалле, интенсивности взаимодействующих световых пучков меняются вследствие их взаимодействия с записываемой ими голографической решеткой. Такой динамический процесс приводит к существенной координатной зависимости амплитуды и фазы записываемой решетки. Согласно работе [23], разность фаз двух взаимодействующих пучков изменяется таким образом, что поверхности максимального и минимального изменения показателя преломления, в общем случае, перестают быть плоскостями. Однако, если фазовый сдвиг равен 0 или π , несмотря на неравное нулю значение дифракционной эффективности, интенсивность записываемых пучков на выходе кристалла не меняется. Для случая фазового сдвига равного $\pi/4$,

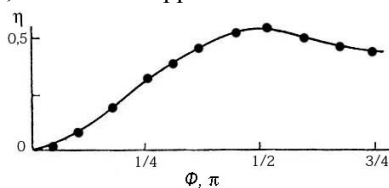
записываемая решетка имеет переменный по толщине кристалла контраст. В большинстве случаев, после записи интерференционной картины в кристаллах ниобата лития (толщиной, удовлетворяющей условию $(2\pi\lambda z)/(nL^2) > 10$ [22], где L – постоянная голографической решетки), полученную голографическую решетку можно отнести к типу объемной фазовой. Предельная плотность записи для объемных голограмм оценивается по зависимости дифракционной эффективности от отклонения от угла Брегга. При малых интенсивностях эта зависимость хорошо совпадает с оценкой данной в работе [22], $\Delta\theta \approx L/z$. Дальнейшее увеличение дифракционной эффективности сопровождается уширением, связанным с существованием неоднородности эффективности по толщине кристалла. Чем больше величина z , тем больше неоднородность и, естественно, уширение. В случае кристаллов $\text{LiNbO}_3 + 0,03\% \text{Fe}$ ($L=2\mu$, толщина образца – 2 mm) причиной неоднородности может быть энергообмен [24, 30] между записываемыми лучами, при котором меняется контраст интерференционной картины (вследствие изменения набега фазы Φ и осциллирующего характера η). С другой стороны, как следует из анализа временных изменений пропускания и рассеяния, большое значение имеет время экспозиции, записываемой на этот кристалл, голограммы.

Величина поглощения кристаллов, при указанных выше параметрах, в области 440 нм около $1,5 \text{ см}^{-1}$ и, естественно, что особенности угловой селективности дифракционной эффективности также слабо зависят от этого процесса. Полученные экспериментальные зависимости дифракционной эффективности от величины фазового сдвига и от угла считывания для $\text{LiNbO}_3 + 0,03\% \text{Fe}$ приведены на фиг. 7, 8.

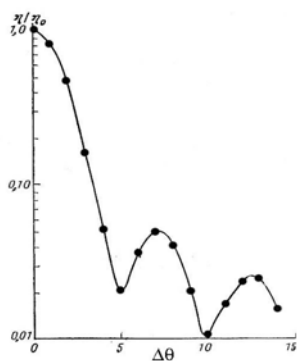
Они хорошо согласуются с результатами работы [24].

В работе [25] была предложена теоретическая модель, учитывающая нелинейные динамические процессы при записи стационарных голографических решеток с учетом диффузии и дрейфа фотоносителей, изменения дипольного момента кристалла вследствие освещения. Изменение дипольного момента кристалла ΔP , возникающего в процессах генерации и рекомбинации носителей заряда, учитывалось феноменологически в предположении, что оно пропорционально изменению концентрации заряженных центров, т.е. в виде: $\Delta \vec{P} = \vec{d}(N_D^+ - N_A)$.

Связывание изменение дипольного момента только с изменением зарядового состояния примесей, по-видимому, не совсем корректно.



Фиг.7 Зависимость дифракционной эффективности η от угла фазового рассогласования



Фиг.8 Зависимость дифракционной эффективности η/η_0 от угла считывания голографической решетки в кристалле $\text{LiNbO}_3 + 0,03\% \text{Fe}$ ($L=2\mu$, толщина образца – 2 mm, $\eta_0=20\%$).

Можно показать, что отсутствие учета расположения ионов относительно друг друга, пренебрежимо мало меняет величину суммарного дипольного момента кристалла. Вопросы, связанные с природой изменений дипольного момента кристалла, были обсуждены в [21,28] и, как показывает анализ приведенных экспериментальных результатов, природа этих изменений для случаев чистого и с примесью кристаллов различна. В нашем случае рассматривается LiNbO_3 с примесью 0,03%Fe, и как оказывается применение выражения

$$\Delta P_s \approx \frac{\alpha^* (fP_s)N}{4\pi} (f+1),$$

- где α^* -поляризуемость примеси; f -лоренцовский фактор; (fP_s) -макроскопическое поле; $\alpha^* (fP_s)$ - дипольный момент примеси. Для случая мелких примесей – $f=0$. Таким образом, вклад в изменение поляризуемости будут вносить глубокие уровни. Так как при однородном освещении короткозамкнутого кристалла макроскопическое поле стремится к нулю, то изменения дипольного момента связано с изменением поляризуемости и деформацией области пространства вблизи примесного атома. Экспериментально, величину дипольного момента можно определить, измеряя поляризационные токи [15]. Полученный результат хорошо согласуется с приведенным в работе [28], и равен $0,71 \text{ cm}^2$.
- Второй аспект данной работы, отсутствие учета временных изменений диэлектрической проницаемости. Эти данные приведены не только в настоящей публикации, а также, например, в работах [24,21,28,29].
- После записи пространственной голограммы, кристалл ниобата лития может быть представлен, как кристалл со сверхрешеткой, как фотонный кристалл. Как известно [26,27], фотонная ширина запрещенной зоны образуется не для всех типов решеток, но ее существование возможно, например, в гранцентрированной решетке.
- [1]. В.И. Белиничер, И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман Изв.АН СССР сер.физическая, 1977, т.41, №4, с.733-739
- [2]. A.Ashkin, G.D.Boyd et al. Appl. Phys. Letts. 1966, 9,72
- [3]. F.S.Chen J.Appl. Phys. 1969, 41, 3275
- [4]. J.J. Amodei RCA Rev., 1971,32,185
- [5]. D.L.Staebler, J.J.Amodei J.Appl.Phys., 1972, 43, 1042
- [6]. М.Ф.Дейген, С.Г.Одулов и др. ФТТ, 1974, 16, 1895
- [7]. В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев ФТТ, 1974, 16, 3714
- [8]. D. Von der Linde, A.M.Glass, K.F.Rodgers Appl. Phys. Letts. 1974,25,155
- [9]. D. Von der Linde, A.M.Glass, K.F.Rodgers Appl. Phys. Letts. 1975,26,22
- [10]. А.П.Леванюк, В.В.Осипов Изв. АН СССР, сер. физическая, 1977, т.41, №4, с.753-770
- [11]. L.Hafid, F.M.Michel-Calendini, J.Phys. C: Solid State Phys., 1986, 19, 2907-2917
- [12]. М.Е.Lines, А.М. Glass, in book "Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials", ed. Marshal and Wilkinson, 1979, Oxford:Clarendon Press.
- [13]. А.В.Ружников, Автореферат диссертации, ЛГПИ, Ленинград, 1976
- [14]. В.М.Фридкин, Б.Н.Попов,, П.В.Ионов Изв.АН СССР сер.физическая, 1977, т.41, №4, с.771-774
- [15]. В.В.Воронов, П.В. Ионов ФТТ, 1976,18,286
- [16]. A.M.Glass, D. Von der Linde and et.al., J.Electron. Mat., 1975, 4, 915
- [17]. A.P.Levanyuk, V.V.Osipov,A.S.Sigov Ferroelectrics, 1976, 14, 643
- [18]. А.П. Леванюк, В.В. Осипов ФТТ, 1975, 17, 3595
- [19]. В.И.Стурман, V.M.Fridkin "The photovoltaic and photorefractive effects in noncentrosymmetric materials" 1992, Gordon&Breach Science Publishers S.A., Amsterdam
- [20]. W.Magnus, S.Winkler in book "Hill's Equation", 1966, Wiley, New York
- [21]. Т.Мехдиев Fizika, 2002,8,n.4, p.50-56
- [22]. Н. Kogelnik The Bell System Technical Journal, 1969, 48,9, 2009
- [23]. В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев и др. Препринт ИФАН УССР, 1976, №14
- [24]. В.Б. Марков, С.Г. Одулов, М.С. Соскин Изв. АН СССР, 1977, т.41, №4, 821
- [25]. В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, В.Б. Марков, С.Г. Одулов, М.С. Соскин Изв. АН СССР, 1977, т.41, №4, 811
- [26]. J.D. Joannopoulos, R.D. Mead, J.D. Winn in "Photonic crystals. Molding of Flow of Light", Princeton Univ. Press, 1995
- [27]. E. Jablonovitch, JOSA B10, 1993, 283
- [28]. Т.Р. Мехдиев Fizika, 2003, IX, 1, 31-34
- [29]. D.L. Staebler, J.J. Amodei, J.Appl. Phys., 1972,43, 1042