

Магнитоиндуцированные изменения фоторефрактивной чувствительности в ниобате лития

© В.В. Гришачев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

E-mail: grishachev@genphys.phys.msu.su

(Поступила в Редакцию 15 мая 2001 г.

В окончательной редакции 16 октября 2001 г.)

Методом генерации фазовой несинхронизированной второй гармоники исследовано влияние магнитного поля на среднюю фоторефрактивную чувствительность нелегированного кристалла LiNbO_3 . Полученные экспериментальные данные показывают, что фоторефрактивная чувствительность изменяет знак при превышении внешним магнитным полем величины $B_1 = -0.38 \pm 0.04$ Т. Магнитное поле направлено перпендикулярно оптической оси кристалла и плоскости поляризации излучения лазера. Изменение фоторефрактивной чувствительности связывается с парамагнитными ионами железа, вероятность фотоионизации которых зависит от направления магнитного момента относительно оптической оси.

Фотоиндуцируемые лазерным излучением изменения показателя преломления в кристаллах связываются с фотовольтаическими токами, фоторефрактивным эффектом, влиянием тепловых эффектов и другими явлениями [1–5]. Фоторефрактивные свойства кристаллов используются в устройствах голографической памяти, в задачах обращения волнового фронта. С другой стороны, эти же свойства ограничивают применение кристаллов в нелинейно-оптических элементах, где требуется стабильность оптических параметров. Управление фоторефрактивными параметрами кристаллов осуществляется легированием специальными ионами, изменением рабочей температуры, приложением внешнего электрического поля. Еще одно направление связывается с изменением фоторефрактивных свойств в магнитном поле [6–10]. Основным механизмом влияния магнитного поля связывается с эффектом Холла при возникновении диффузных, дрейфовых и фотовольтаических токов. В работах [9,10] предполагается существование иных механизмов.

Основные исследования фоторефрактивных свойств кристаллов проводятся голографическими и интерференционными методами. Кроме этих методов возможно использование нелинейно-оптических способов изучения. Наиболее часто применяется метод генерации второй гармоники (ГВГ), с помощью которого исследованы оптическая однородность [11], температурное фазовое рассогласование в кристаллах ниобата лития [12]. В предлагаемой работе экспериментально исследуется влияние магнитного поля на кинетику ГВГ в нелегированном кристалле ниобата лития (также см. [10]).

1. Эксперимент

Интенсивность ГВГ в кристалле в приближении неизменяющейся накачки описывается выражением [13]

$$I_{2\omega} = A(I_\omega)^2 \left\{ \frac{\sin(\pi(L/\lambda_\omega)\Delta n)}{\Delta n} \right\}^2, \quad (1)$$

где I_ω , $I_{2\omega}$ — интенсивность накачки и ГВГ, A — некоторый постоянный параметр, определяемый свойст-

вами кристалла, L — длина кристалла, λ_ω — длина волны излучения накачки, $\Delta n = |n_\omega - n_{2\omega}|$, n_ω , $n_{2\omega}$ — показатели преломления на частоте накачки и второй гармоники (ВГ). Как видно из (1), при сохранении геометрии взаимодействия волн (направления и поляризации излучений) интенсивность ГВГ $I_{2\omega}$ зависит только от разности показателей преломления Δn .

Пусть в начальный момент генерации $\Delta n = \Delta n_0$ и $\pi(L/\lambda_\omega)\Delta n_0 = (2m + 1)\pi/2$ (здесь m — целое число), что соответствует локальному максимуму интенсивности ГВГ, тогда в последующие моменты времени $\Delta n = \Delta n_0 + \delta n$. Фотоиндуцируемые изменения показателя преломления определяются соответствующими механизмами так, что $\delta n = \delta n_{\text{пр}} + \delta n_{\text{пв}} + \delta n_{\text{тр}} + \dots$, где $\delta n_{\text{пр}}$ — изменения, обусловленные фоторефрактивным эффектом, $\delta n_{\text{пв}}$ связывается с фотовольтаическими токами, $\delta n_{\text{тр}}$ характеризует тепловые изменения показателя преломления. Таким образом, кинетика интенсивности ГВГ $I_{2\omega}$ определяется изменением δn .

Введем параметр преобразования во ГВГ $\eta = I_{2\omega}/(I_\omega)^2$. Пусть $\eta_1 = \eta$ ($\Delta n = \Delta n_0$), тогда, если $\Delta n_0 \gg \delta n$ или $m \gg 1$, получим

$$\frac{\eta}{\eta_1} = \left\{ \cos \left(\pi \frac{L}{\lambda_\omega} \right) \delta n \right\}^2. \quad (2)$$

Условие $\Delta n_0 \gg \delta n$ выполняется для большинства случаев, кроме области фазового синхронизма, где $m = 0$. Следовательно, использование в эксперименте фазовой несинхронизированной ГВГ приводит к большей точности зависимостей (1) и (2), так как $I_\omega \gg I_{2\omega}$. Кроме того, в эксперименте используется нелегированный кристалл ниобата лития, область максимальной фоторефрактивной чувствительности которого приходится на синезеленую область спектра и более короткие длины волн. В области наибольшей чувствительности находится генерируемая ВГ, излучение лазера в ней отсутствует. В случае фазового синхронизма интенсивность ГВГ достигает значений порядка интенсивности накачки, что

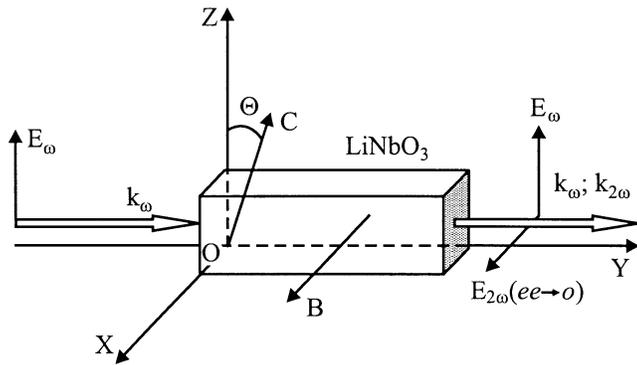


Рис. 1. Взаимная ориентация исследуемого кристалла (LiNbO_3) и внешних электромагнитных полей. \mathbf{C} — направление оптической оси, $\Theta = 6^\circ$, \mathbf{E}_ω , $\mathbf{E}_{2\omega}$ — направления векторов напряженности электрического поля в волне излучения лазера и ГВГ, \mathbf{B} — направление вектора индукции внешнего магнитного поля.

приводит к существенным оптическим искажениям, а при длительном облучении может вызвать окрашивание кристалла, сопровождаемое значительным снижением пропускания и выходом зависимости $I_{2\omega}(I_\omega)$ на насыщение. Для избежания таких искажений в эксперименте использовалась генерация фазовой несинхронизированной ВГ, когда интенсивность не может достигнуть критических значений и зависимости (1) и (2) выполняются при длительном облучении кристалла.

Обратим внимание на то, что в (2) δn определяется разностью показателей преломления на разных длинах волн. Изменение показателя преломления только на одной длине волны можно выделить, если использовать специальную геометрию эксперимента. В таких кристаллах, как LiNbO_3 [1,2], изменения показателя преломления для необыкновенного луча (e) больше в несколько раз, чем для обыкновенного луча (o), поэтому, если использовать для исследования коллинеарное взаимодействие $ee \rightarrow o$ или $oo \rightarrow e$, изменением показателя преломления обыкновенной волны можно пренебречь.

Экспериментальное исследование кинетики $I_{2\omega}$ проводилось по оптической схеме измерения коэффициента преобразования во ВГ при прохождении излучения накачки через кристалл LiNbO_3 для взаимодействия $ee \rightarrow o$. Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. В эксперименте применялся твердотельный импульсный лазер на $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ с модуляцией добротности и длиной волны $\lambda_\omega = 1.06 \mu\text{m}$, длительностью импульса $\tau_p \approx 10 \text{ ns}$, средней энергией в импульсе $W_0 = 2 \text{ mJ}$, диаметром луча $2R = 0.8 \text{ mm}$, частотой следования импульсов $f = 25 \text{ Hz}$. В излучении выделялась одна мода излучения накачки. Для выделения ВГ использовались поглощающие светофильтры и монохроматор. Измерение интенсивности накачки осуществлялось фотодиодом, а интенсивности ВГ — фотоэлектронным умножителем на каждый импульс лазера методом стробирования. Кристалл ниобата лития имел поперечные размеры $5.93 \times 5.93 \text{ mm}$ и длину $L = 15.87 \text{ mm}$.

Кристалл обладал высокими оптическими качествами и применялся для преобразования частоты данного лазера. Поле электромагнита было перпендикулярно плоскости поляризации и оптической оси кристалла, а по величине индукция поля не превышала 1.5 T .

2. Результаты

База данных каждого измерения состояла из 300 000–400 000 значений интенсивностей $I_\omega(N)$, $I_{2\omega}(N)$ и индукции магнитного поля $B(N)$ в относительных единицах (здесь N — номер лазерного импульса). С помощью базы данных рассчитывались значения параметра преобразования $\eta(N)$ и энергия лазерного излучения,

прошедшего через кристалл, $W(N) = W_0 \sum_{i=1}^N I_\omega(i)/I_\omega^0$, где

полученная в эксперименте $I_\omega^0 = W_0/\tau_p$. На основании данных $\eta(N)$ и $W(N)$ строилась зависимость $\eta(W)$, которая сглаживалась. Из данных сглаженной зависимости находились максимальное (η_{max}) и минимальное (η_{min}) значения. Затем определялась окончательная зависимость $(\eta/\eta_1) = (\eta - \eta_{\text{min}})/(\eta_{\text{max}} - \eta_{\text{min}})$. Предлагаемый метод обработки данных приводит к появлению отрицательных экспериментальных значений для квадратичной зависимости $\eta(W)/\eta_1$ (2) и позволяет при аппроксимации не вводить два дополнительных параметра. Во время эксперимента значение магнитного поля оставалось постоянным. Для уменьшения влияния нестабильности работы лазера значения $\eta(N)$ усреднялись по 100 соседним точкам. Результаты эксперимента для разных значений магнитного поля представлены на рис. 2.

Измерения проводились без термостатирования образца, поэтому уменьшение влияния тепловых эффектов (теплового изменения показателя преломления, теплового расширения кристалла и др.) достигалось предварительным облучением образца лазерными импульсами в течение 30–60 min. Результаты измерения для данного промежутка времени не рассматривались. Это позволяет утверждать, что во время измерения температура кристалла оставалась неизменной в пределах случайных колебаний, равных $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Колебания температуры, связанные со случайными тепловыми источниками, исключались сглаживанием экспериментальной зависимости (здесь необходимо учесть, что вид функциональной зависимости известен, это увеличивает точность аппроксимации). После проведения эксперимента наведенные изменения показателя преломления сохранялись длительное время (несколько дней), а неполное восстановление оптических параметров кристалла достигалось облучением белым светом от лампы накаливания в течение нескольких часов. Это позволяет проводить следующий эксперимент через один-два дня, но первоначальное состояние кристалла не достигалось, поэтому начальная фаза экспериментальных зависимостей на рис. 2 непостоянна. После серии экспериментов в поперечной плоскости образца появлялись оптические искажения, наблюдаемые в дневном свете в виде прозрачного кольца вокруг луча диаметром 2–3 см.

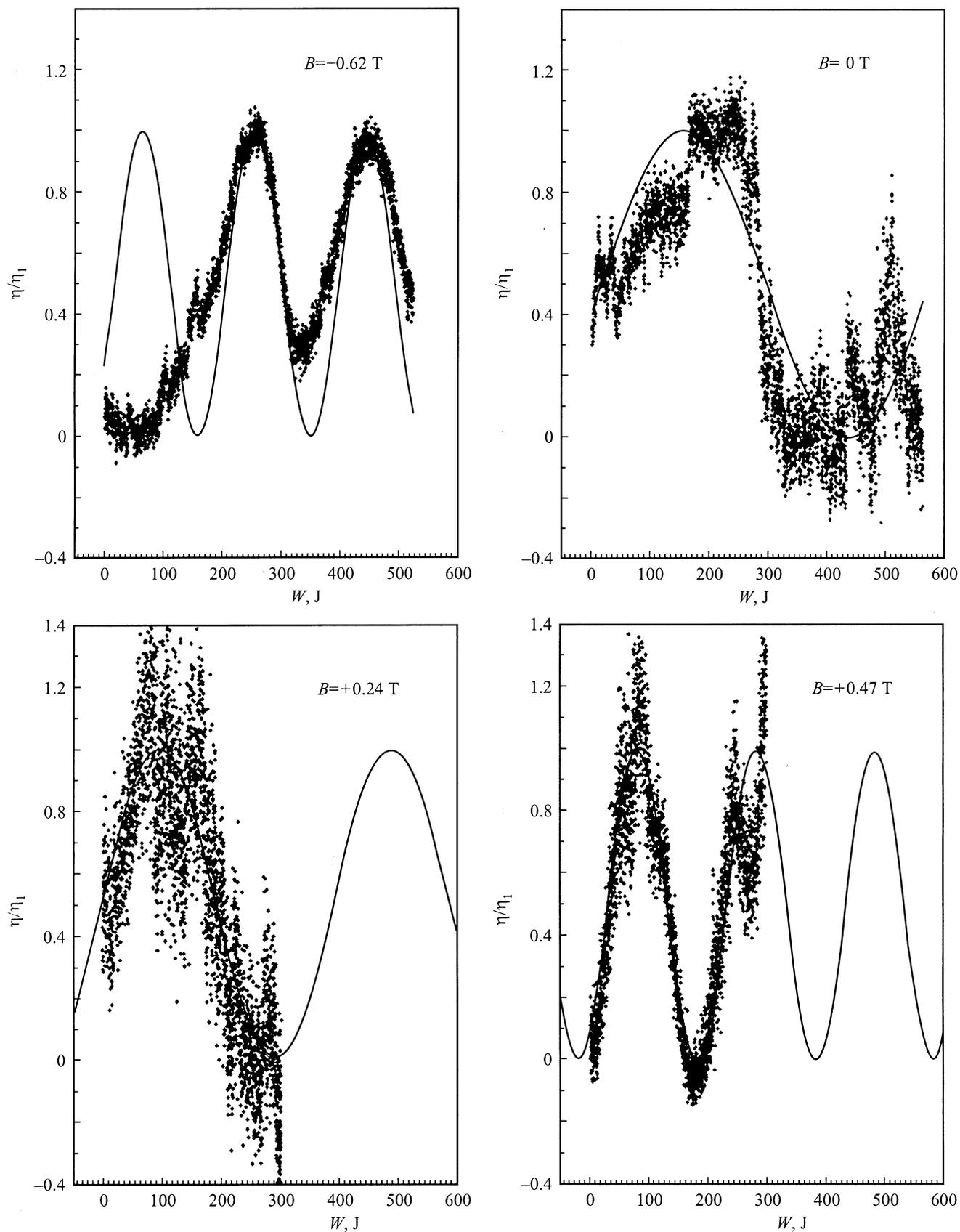


Рис. 2. Зависимости нормированного на максимальное значение η_1 коэффициента η от энергии прошедшего через кристалл лазерного излучения W для различных значений постоянного магнитного поля B . Точки — эксперимент, линия — аппроксимация функцией $\{\cos[\pi(W - W_s)/W_p]\}^2$.

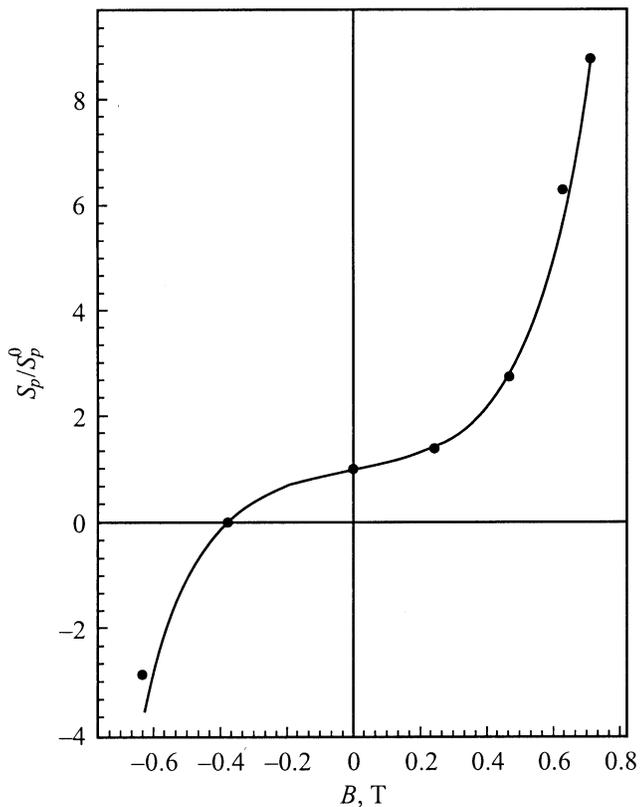


Рис. 3. Зависимость фоторефрактивной чувствительности S_p , нормированной на фоторефрактивную чувствительность S_p^0 при отсутствии магнитного поля, от величины постоянного магнитного поля B . Точки — эксперимент, линия — аппроксимация функцией $\{\text{sh}(B_1/B_0) + \text{sh}(B/B_0)\}$.

Экспериментальные данные (η/η_1) могут быть аппроксимированы зависимостью $\{\cos(\pi(W - W_s)/W_p)\}^2$, где W_s , W_p — некоторые постоянные аппроксимации. Сравнивая аппроксимирующую функцию с зависимостью (2), определим в линейном приближении по плотности поглощенной энергии среднюю фоторефрактивную чувствительность кристалла [2,3]

$$S_p = \frac{\pi R^2}{\alpha W_p} \left(\frac{\lambda_\omega}{L} \right). \quad (3)$$

Здесь α — коэффициент поглощения излучения накачки, $(\alpha W_p/\pi R^2)$ — плотность поглощенной энергии, необходимой для изменения разности показателей преломления на $0.5\delta n_0 = (\lambda_\omega/L)$. Величина $\delta n_0 = 3.35 \cdot 10^{-5}$ соответствует изменению η на полный период, по этому значению можно оценить фоторефракцию в кристалле для каждого эксперимента. По данным, представленным на рис. 2, рассчитывается зависимость $S_p(B)$, которая нормируется на среднюю фоторефрактивную чувствительность S_p^0 при отсутствии магнитного поля (рис. 3). Аппроксимация зависимости $S_p(B)$ различными функциями показывает, что наиболее точно соответствует

эксперименту зависимость

$$S_p(B) = S \left\{ \text{sh} \left(\frac{B_1}{B_0} \right) + \text{sh} \left(\frac{B}{B_0} \right) \right\}, \quad (4)$$

где $S = S_p^0 \text{sh}^{-1}(B_1/B_0) = (3.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{J}^{-1}$, $B_1 = 0.38 \pm 0.04 \text{ T}$, $B_0 = 0.16 \pm 0.02 \text{ T}$ — параметры аппроксимации. Значение функции $\text{sh}^{-1}(B_1/B_0) = 0.19$ характеризует величину магнитного вклада в $S_p(B)$. Средняя величина фоторефрактивной чувствительности S_p^0 кристалла при отсутствии внешнего магнитного поля имеет порядок $2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{J}^{-1}$, что экстраполируется на измерения в видимой области спектра голографической чувствительности и исследования фоторефракции интерференционным и голографическим методами в нелегированном кристалле ниобата лития, которые представлены в обзорных работах [1–3]. Изменение знака магнитного поля меняет знак средней фоторефрактивной чувствительности, и при $B = -B_1$ наблюдается компенсация оптических искажений, существующих в отсутствие магнитного поля. Отметим, что величина индукции магнитного поля $B = -B_1$, при которой происходит компенсация фоторефракции, была рассчитана по другим экспериментальным данным, а затем экспериментально подтверждена (рис. 4).

3. Обсуждение результатов

На экспериментальных зависимостях (рис. 2, 4) наблюдаются случайные колебания параметра преобразования около значений, определяемых функцией (2). Такое поведение можно связать со случайными тепловыми источниками, которые окружают образец и имеют также случайный характер. Кроме случайных наблюдаются регулярные изменения типа обратного хода кинетики параметра (рис. 2, $B = 0.47 \text{ T}$) или повторяющиеся через одинаковые интервалы числа прошедших импульсов (рис. 2, $B = 0$ и -0.62 T). Их появление можно связать с фотоиндуцированным рассеянием когерентного излучения лазера на оптических неоднородностях в кристалле, в их числе могут быть и тепловые неоднородности [3].

Исследуемый кристалл обладает малой темновой проводимостью, поэтому влиянием магнитного поля на фотовольтаический ток, диффузию и дрейф зарядов можно пренебречь. Это связано с соотношением характерных времен, соответствующих эксперименту и свойствам кристалла: $\tau_p \ll (f)^{-1} \ll t \ll \tau_M$, где $\tau_p = 10^{-8} \text{ s}$ — длительность лазерного импульса, $(f)^{-1} = 0.04 \text{ s}$ — временной промежуток между импульсами, $t = 1.6 \cdot 10^4 \text{ s}$ — продолжительность эксперимента, $\tau_M = 10^{10} \text{ s}$ — время диэлектрической релаксации. Малая длительность лазерного импульса приводит к малому общему времени засветки $\tau_p t f = 4 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, когда фотопроводимость имеет большое значение. Следовательно, при описании влияния магнитного поля на формирование оптических искажений фотопроводимостью можно пренебречь. Собственная проводимость не

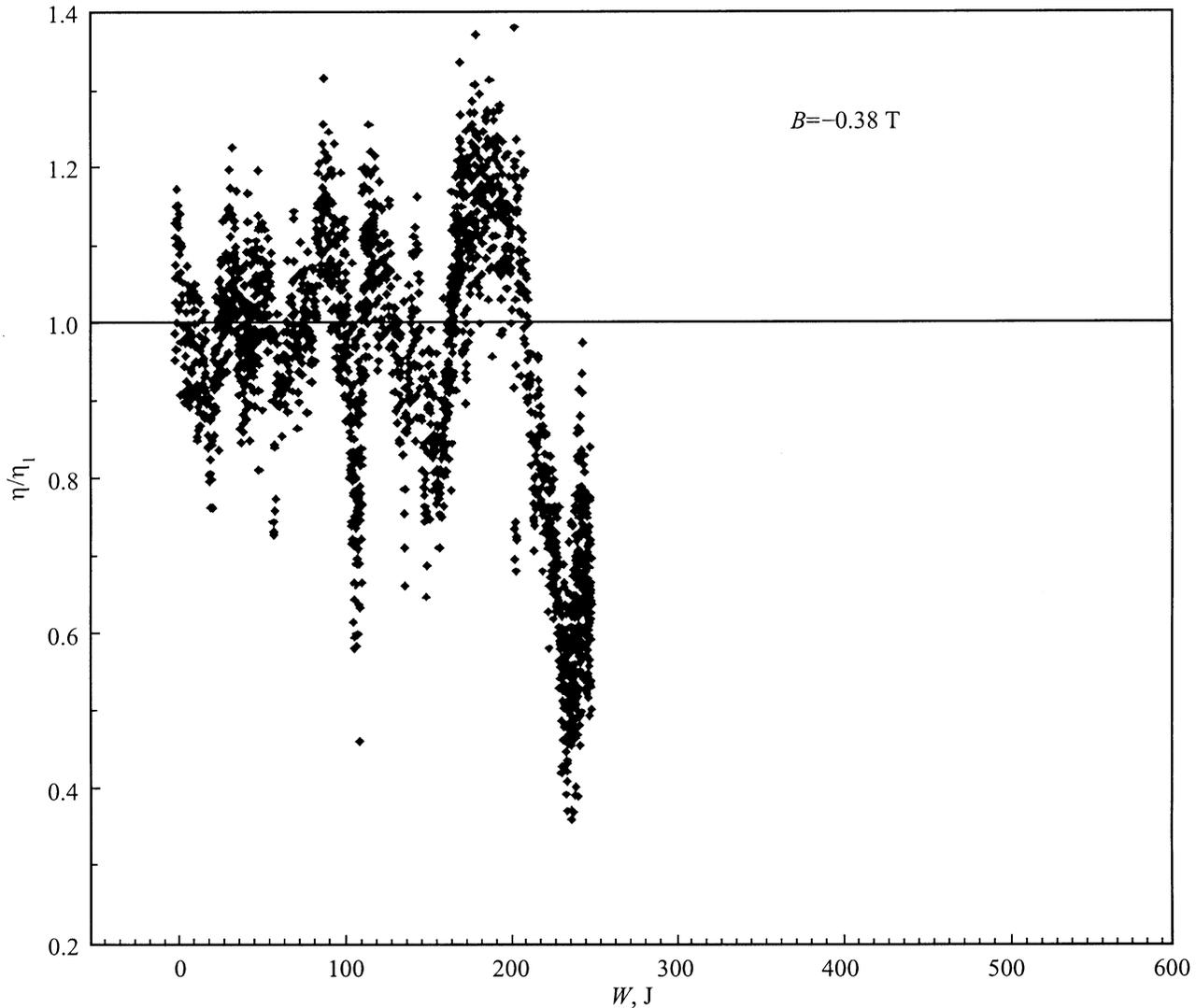


Рис. 4. Кинетика ГВГ в присутствии внешнего магнитного поля с индукцией $B = -0.38$ Т, компенсирующего собственную фоторефракцию. Точки — эксперимент, линия — аппроксимация линейной функцией.

влияет на процессы за время проведения эксперимента ($t \ll \tau_M$). В более ранних работах [6–9] влияние на фоторефрактивную чувствительность магнитного поля исследовалось голографическими методами в сильно легированных кристаллах, которые обладают большой фоторефрактивной чувствительностью в изучаемой области оптического спектра. Подобные особенности эксперимента приводят к тому, что основной вклад в формирование голографической решетки вносят фотовольтаический эффект и связанные с ним явления переноса. В настоящей работе величина токов мала, поэтому влияние магнитного поля связывается с изменением в магнитном поле асимметрии фотоионизации ионов примесей, а не с эффектом Холла. Однако вклад в суммарное изменение показателя преломления эффектов, связанных с переносом заряда, продолжает наблюдаться. Это проявляется в образовании после серии экспериментов прозрачных колец оптической неоднородности, которая сохраняется

в течение длительного времени. Основной вклад вносит механизм локальной перезарядки ионов, который впервые был рассмотрен в работе [14].

Фоторефрактивные свойства ниобата лития определяют примеси, которые имеются даже в чистом кристалле. По данным ЭПР в нелегированном кристалле присутствуют парамагнитные ионы [15]: преимущественно Fe^{2+} ($\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), а также Mn^{2+} , Cr^{3+} , Ti^{3+} ($< 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Фотоиндуцированные изменения показателя преломления в кристалле ниобата лития связываются с перезарядкой фоторефрактивных центров: $\text{Fe}^{2+} \leftrightarrow \text{Fe}^{3+} + e^-$. Образовавшаяся система зарядов влияет на оптические свойства кристалла посредством электрооптического эффекта. Характерные значения энергии фотовозбуждения ионов Fe^{2+} [1,2] составляют $E_g = 3.1\text{--}3.2 \text{ eV}$, а магнитный момент [16] $\mu(\text{Fe}^{2+}) = 5.4\mu_B$, $\mu(\text{Fe}^{3+}) = 5.9\mu_B$, где μ_B — магнетон

Бора. Энергия фотона лазерного излучения на основной частоте составляет $\hbar\omega = 1.165 \text{ eV}$. Отношение $E_g/\hbar\omega$ совпадает по порядку и значению с экспериментальным отношением B_1/B_0 , которое определяет влияние свойств атома на несимметричность процесса фотоионизации.

Фоторефрактивные свойства связываются с несимметричностью процесса фотоионизации, вероятность которого зависит от относительных направлений поляризации лазерного излучения, оптической анизотропии кристалла и внешних постоянных полей [3]. В неизменных условиях вероятность процесса зависит от направления импульса фотоэлектрона и ее можно представить в виде $\Psi(\vartheta) = \Psi_0\{1 + f(\vartheta)\}$, где Ψ_0 — симметричная часть вероятности фотоионизации, $f(\vartheta)$ — некоторая функция направления импульса фотоэлектрона относительно оптической оси ϑ , характеризующего асимметрию процесса. Для нее в оптически одноосных кристаллах должны выполняться условия $|f(\vartheta)| \ll 1$, $f(0) = -f(\pi)$. В случае одномерного процесса достаточно выделить две вероятности фотоионизации — вдоль оптической оси (Ψ_+) и против (Ψ_-), которые определяются уравнениями

$$\Psi_{\pm} = \Psi_0\{1 \pm \xi_A\}, \quad (5)$$

где ξ_A — параметр асимметрии, который характеризует несимметричность вероятности фотоионизации и определяется как отношение несимметричной части вероятности к симметричной. Фоторефрактивная чувствительность пропорциональна параметру асимметрии $S_p(B) \sim \xi_A$. В соответствии с аппроксимацией (4) экспериментальной зависимости $S_p(B)$ получаем

$$\xi_A(B) = \xi_A^0 \left\{ 1 + \text{sh} \left(\frac{E_g}{\hbar\omega} \frac{B}{B_1} \right) \text{sh}^{-1} \left(\frac{E_g}{\hbar\omega} \right) \right\}. \quad (6)$$

Здесь ξ_A^0 — параметр асимметрии при отсутствии магнитного поля.

Магнитное поле B_1 соответствует эффективному локальному внутреннему полю, которое вызывает появление несимметричности потенциала иона железа. Это следует из вида зависимости фоторефрактивной чувствительности от магнитного поля (4), так как $S_p(B = -B_1) = 0$. Энергия, отвечающая полю B_1 , равна $\mu(\text{Fe}^{2+})B_1 = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$ — несимметричность потенциала иона в локальном поле кристаллической решетки. По величине она много меньше энергии тепловых колебаний при комнатной температуре $kT = 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$, что проявляется в независимости процессов и сложении вероятностей фотоионизации.

Поле B_1 имеет электрическую природу, но при воздействии внешнего магнитного поля оно проявляется как эффективное магнитное поле. Внешнее магнитное поле может изменить условие ионизации фоторефрактивных центров. Воздействие поля вызывает упругое ориентационное искажение электронных оболочек без смещения электрических зарядов, что приводит к появлению дополнительной несимметричности потенциала.

При определенной ориентации внешнего магнитного поля оно компенсирует несимметричность потенциала, которая вызвана внутренним полем.

В экспериментальных результатах можно увидеть кажущееся противоречие, состоящее в различной симметрии экспериментальных результатов и геометрии эксперимента. Так, экспериментальная зависимость фоторефрактивной чувствительности от магнитного поля (4) включает только нечетную функцию — гиперболический синус, а геометрия эксперимента имеет зеркальную симметрию относительно плоскости, образованной оптической осью и волновым вектором накачки (рис. 1). Это противоречие можно объяснить тем, что магнитофоторефрактивный эффект зависит не только от ориентации магнитного момента примеси иона железа относительно оптической оси, но и от ориентации плоскости поляризации и волнового вектора лазерного излучения относительно оптической оси и магнитного момента, что вполне естественно. В отсутствие внешнего магнитного поля фоторефрактивная чувствительность отлична от нуля; следовательно, имеется несимметричность процессов вторичной фотоионизации ионов примеси, которая зависит как от направления оптической оси, так и от направления импульса фотона и его поляризации. Внешнее магнитное поле вносит дополнительную несимметричность в существующий несимметричный процесс фотоионизации, которая связана с преимущественной ориентацией магнитных моментов вдоль внешнего магнитного поля. Таким образом, симметрия процесса определяется направлениями четырех векторов: оптической оси, внешнего магнитного поля, волнового вектора и поляризации лазерного излучения.

Необходимо отметить, что в [10] представлены результаты исследований магнитофоторефрактивного эффекта в тех же условиях и в том же образце, что и в настоящей работе. Отличие состояло в ориентации кристалла относительно внешнего магнитного поля и поляризации накачки. Оптическая ось и вектор магнитной индукции были перпендикулярны плоскости поляризации накачки (случай фазовой синхронизированной ГВГ $oo \rightarrow e$). Магнитное поле усиливало фоторефрактивный эффект. Были проведены исследования только для одного значения поля, что связано со сложностью интерпретации результатов. В случае $oo \rightarrow e$ -взаимодействия интенсивность ВГ по величине сравнима с интенсивностью накачки и обе интенсивности изменяются по длине кристалла, поэтому в настоящей работе кристалл был повернут на 90° вокруг направления лазерного луча. Интенсивность ВГ уменьшилась до величины, трудно различимой глазом, что позволило пренебречь ее влиянием и считать накачку постоянной по всей длине кристалла.

Таким образом, предложенная в работе методика измерения фоторефрактивных параметров на основе кинетики интенсивности фазовой несинхронизированной ГВГ позволяет измерять фоторефрактивную чувствительность в кристаллах высокого качества. Для повы-

шения чувствительности методики требуются кристаллы большой длины. В случае кристаллов с большой фоторефрактивной чувствительностью длина образца может быть много меньше. Основное требование к исследуемым кристаллам состоит в высоком их качестве и однородности.

Экспериментальные результаты, представленные в данной работе, показывают значительное влияние магнитного поля на фоторефрактивные процессы в нелегированном кристалле ниобата лития. Это влияние связывается с усилением несимметричности фотоионизации магнитной примеси — ионов железа, которые присутствуют в небольших количествах в кристалле. В кристаллах с большим содержанием магнитных примесей (Fe^{2+}) магнитоиндуцируемые изменения фоторефрактивной чувствительности могут достигать больших значений, что позволяет рассматривать возможность магнитного управления параметрами записи и стабилизации голограмм. Обнаруженный эффект может использоваться и для стабилизации работы нелинейных оптических устройств, в которых влияние фоторефрактивных параметров ограничивает применение таких кристаллов.

Список литературы

- [1] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Наука, СПб (1992). 320 с.
- [2] Ю.С. Кузьминов. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. Наука, М. (1987). 264 с.
- [3] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. Наука, М. (1992). 208 с.
- [4] K. Buse. Appl. Phys. **B64**, 273 (1997).
- [5] K. Buse. Appl. Phys. **B64**, 391 (1997).
- [6] А.Р. Погосян, Б.Н. Попов, Е.М. Уюкин. ФТТ **24**, 2551 (1982).
- [7] И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, А.М. Пугачев. ФТТ **29**, 692 (1987).
- [8] C. Dam-Hansen, P.M. Johansen, P.M. Petersen, V.M. Fridkin. Phys. Rev. **B52**, 13 098 (1995).
- [9] М.П. Петров, В.М. Петров, П.М. Караваев. ФТТ **39**, 2168 (1997).
- [10] В.В. Гришачев. Сб. трудов XVII Междунар. шк.-сем. „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. Изд-во „УРСС“, М. (2000). С. 264.
- [11] Chr. a. d. Horst, K.-U. Kasemir, K.J. Betzler. Appl. Phys. **84**, 5158 (1998).
- [12] K.-U. Kasemir, K.J. Betzler. Appl. Phys. **B68**, 763 (1999).
- [13] Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай. Физика мощного лазерного излучения. Наука, М. (1991). 312 с.
- [14] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **39**, 4, 686 (1975).
- [15] И.Ш. Ахмадуллин, В.А. Голенищев Кутузов, С.А. Мигачев. ФТТ **40**, 1109 (1998).
- [16] К.П. Белов. Электронные процессы в ферритах. Изд-во физ. фак. МГУ, М. (1996). 104 с.