

УДК 535.36 : 535.21 : 537.226

© 1992

ФОТОРОЖДЕНИЕ ИГЛОБРАЗНЫХ ДОМЕНОВ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

В. В. Лемешко, В. В. Обуховский, А. В. Стоянов

Показано, что под воздействием светового облучения в кристаллах $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ возникают области массового рождения микродоменов, которые располагаются как в приповерхностном слое, так и в объеме кристалла. Определены характерные параметры микродоменов.

В настоящее время имеются данные $[1^{-4}]$, свидетельствующие о том, что при фотовозбуждении кристаллов ниобата лития могут происходить изменения его доменной структуры. В частности, в $[4]$ обнаружено, что при облучении пластинок z -среза $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ пучком света с достаточно короткой длиной волны ($\lambda_L = 0.44$ мкм) происходит множественное рождение 180° доменов иглообразной формы, ориентированных строго вдоль оптической оси z . Длина доменов z_d намного превышает характерный диаметр $2a_0$ этих игл, который в свою очередь сравним с длиной световой волны λ . В $[4]$ обнаружено, что возникновение таких микродоменов (МД) связано с особенностями перераспределения поверхностных зарядов под действием света и наблюдается только вблизи от $\pm c$ граней кристаллических пластинок.

В настоящей работе показано, что фоторождение МД может иметь место не только вблизи от поверхности, но и в глубине объема кристалла. Последнее, однако, имеет место не всегда, а только при наличии достаточно большого градиента интенсивности света вдоль оси z .

В экспериментах использовались прямоугольные образцы монокристалла LiNbO_3 , легированного железом (концентрация железа в расплаве $N[\text{Fe}] = 0.03 \div 0.05$ вес.%) с поперечными размерами граней 5—15 и толщиной 2—5 мм. Фотовозбуждение осуществлялось достаточно узким пучком активного света (диаметр пучка накачки $d_L = 1.2$ мм, длина волны $\lambda_L = 0.44$ мкм, мощность $P_L = 20$ мВт), который распространялся вдоль оси y (или x) по нормали к поверхности кристалла.

Регистрация динамики фоторождения микродоменов и определение их параметров осуществлялись методом рассеяния тестирующего пучка света, в качестве которого использовался неактивный (в смысле генерации МД) свет маломощного лазера ($\lambda_i = 0.63$ мкм, $P_i = 1$ мВт). Последний формировался в виде тонкого цилиндрического пучка (диаметром ~ 0.5 мм) и направлялся в кристалл под небольшим углом $\vartheta_i = (5 \div 10)^\circ$ к направлению оси y (или x), т. е. почти перпендикулярно накачке (рис. 1, а). При этом возникало рассеянное излучение в виде слабо изогнутой полосы. Изучая зависимость индикатрисы рассеяния света на микродоменах $I_s^{\text{мд}}$ от точки падения тестирующего пучка в плоскости xz (или yz), можно определить характерные параметры дефектов, возникающих в кристалле под действием накачки (активного излучения). Как оказалось, рассеивающие дефекты имеют вид иголок, ориентированных строго вдоль оптической оси z . Эти дефекты (микродомены) возникали в объеме кристалла только в том случае,

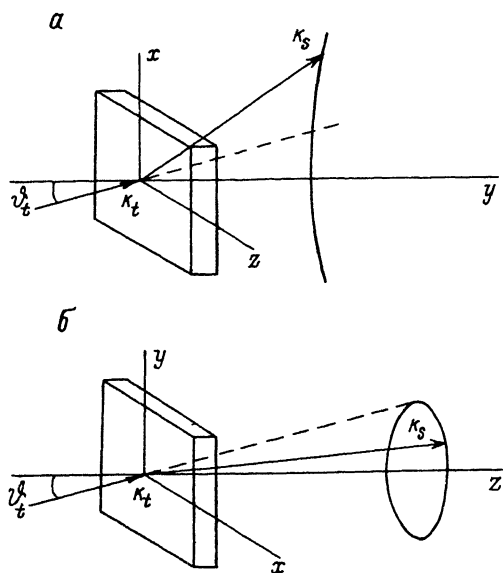


Рис. 1. Схемы наблюдения кольцевого рассеяния при фоторождении микродоменов.

a — *y*-срез, *б* — *z*-срез. κ_t, s — волновые векторы тестирующего и рассеянного излучения.

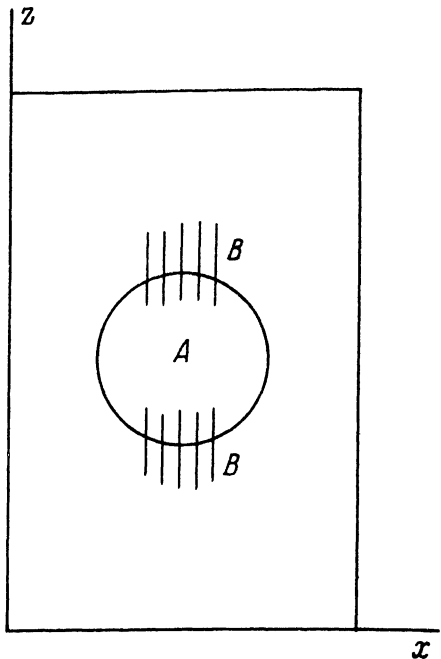


Рис. 2. Схема локализации микродоменов при накачке световым полем с поперечным градиентом интенсивности.

A — область концентрации света, *B* — область сосредоточения микродоменов вблизи от границы свет—тень.

если граница освещенной области имела отличный от нуля градиент $\partial I_L / \partial z$ (рис. 2). В частности, если накачка была сформирована в виде полоски, направленной вдоль *z* и пересекающей весь кристалл, то МД в объеме образца не возникали. Средняя длина микродоменов $\langle l_d \rangle$ была определена нами для случая, когда область накачки в кристалле имела форму круглого цилиндра (диаметром $d_L = 1.2$ мм), пересекающего образец в центре грани по нормали к поверхности кристалла (вдоль оси *y* или *x*). При этом $\langle l_d \rangle = 900$ мкм ($\pm 10\%$). Заметим, что расположение доменов относительно световой границы накачки асимметрично. В частности, глубина проникновения МД внутрь освещенной области составляла $\sim 1/3$ от общей длины $\langle l_d \rangle$.

В общем случае взаимодействие света с хаотически расположенными, но параллельно ориентированными иглами приводит к появлению конуса рассеяния, который наблюдался нами, в частности, при малом угле наклона тестирующего пучка к оси *z* (рис. 1, б). Однако для геометрии эксперимента, показанной на рис. 1, а, поверхность максимума рассеяния вырождается в слабо изогнутую дужку, так как тестирующий свет распространяется почти перпендикулярно направлению длинных осей игл. Отметим, что дифракционная эффективность η рассеяния света в такой геометрии остается достаточно высокой ($\eta = 10 \div 60\%$), что свидетельствует о большом количестве возникающих дефектов (микродоменов).

Аналогично случаю рассеяния на приповерхностных доменах [4] поляризационная структура рассеяния на объемно распределенных МД содержит как *o*-, так и *e*-компоненты поляризации. Однако в отличие от [4] в кристаллах *x* (*y*)-срезов при накачке, направленной почти по нормали к входной грани образца, эти компоненты пространственно совмещены. Относительная

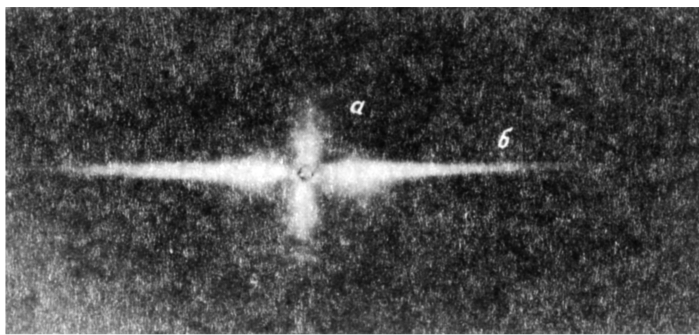


Рис. 3. Рассеяние пучка активного излучения (накачки) в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$.

a — фоторефрактивное рассеяние света типа *oo*, *b* — фотомикродоменное рассеяние света. $kz \parallel ox$, $\lambda = 0.44$ мкм, поляризация накачки *o*-типа.

интенсивность рассеянного света с ортогональными поляризациями практически одинакова и почти не зависит ни от поляризации накачки, ни от поляризации тестирующего пучка.

Описанные выше поляризационные свойства, очевидно, свидетельствуют о наличии больших искривлений силовых линий внутреннего электрического поля $E_r(r)$ и резкой неоднородности поля внутренних напряжений при наличии массива случайно расположенных микродоменов.

Основная роль накачки сводится к пространственному разделению зарядов вследствие фотогальванического эффекта (ФГЭ), стимуляции рождения массива МД, созданию внутреннего электрического поля аномально большой напряженности [5, 6]. Однако, кроме того, накачка может играть ту же роль, что и тестирующее излучение. При этом возникает характерное рассеяние в виде узкой полосы, направленной перпендикулярно оси *z* (рис. 3). В частности, этот эффект особенно хорошо регистрируется при накачке *o*-типа. Рассеянный свет практически полностью деполаризован.

Отметим, что кристаллы ниобата лития принадлежат к фоторефрактивным средам, в которых наблюдаются различные виды фоторефрактивного рассеяния света (ФРРС) [7, 8]. Одним из этих видов является так называемое поляризационно-анизотропное ФРРС, например, у *oe*-типа [8, 9]. При этом волна накачки с *o*-поляризацией падает на кристалл *y*-срезы в направлении нормали и преобразуется в рассеянный свет *e*-поляризации. Область пространственной локализации такого типа ФРРС представляет собой «восьмерку», вытянутую вдоль оси *x*. Такая конфигурация ФРРС практически полностью соответствует пространственной локализации микрофотодоменного рассеяния (МФДР), т. е. рассеяния на массиве фоторожденных МД в виде игл, вытянутых вдоль направ-ления *oz*.

Подобное совпадение свидетельствует о том, что МФДР хорошо подходит к роли «затравочного» излучения, голографическое усиление которого формирует лепестки поляризационно-анизотропного ФРРС.

Для проверки этого предположения были проведены совместные исследования динамики образования доменной структуры (по коническому рассеянию тестирующего луча) и развития ФРРС *oe*-типа. Результаты (рис. 4) свидетельствуют о том, что оба этих эффекта начинают проявляться практически одновременно, причем с задержкой на время t_0 относительно момента включения накачки.

В проверочных экспериментах специально создавались условия, при которых возникновение микродоменов невозможно (например, при однородном освещении кристалла, помещенного в проводящую жидкость). В этом случае поляризационно-анизотропное ФРРС все равно возникало, но значительно позже (с задержкой

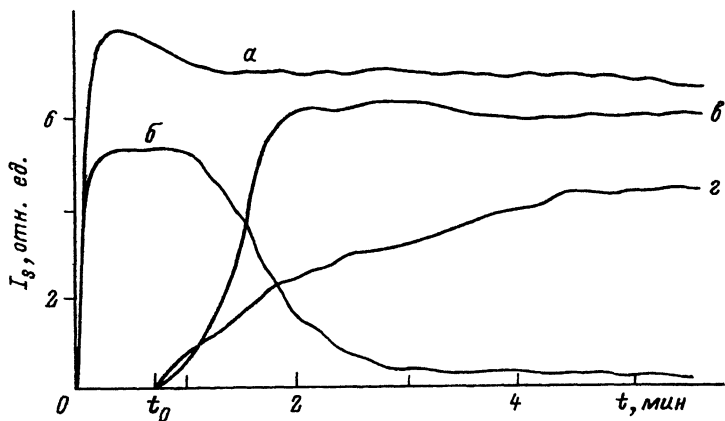


Рис. 4. Динамика развития фотоиндуцированных процессов в кристалле ниобата лития.

a — ФРРС *ee*-типа, *б* — ФРРС *oo*-типа, *в* — ФРРС *oe*-типа, *г* — рассеяние света на микродоменах. $I_L \sim 1$ Вт/см².

$(3 \div 4) t_0$), чем при наличии МД, и с меньшей скоростью нарастания интенсивности ФРРС.

Таким образом, из приведенных результатов следует, что существует не менее двух источников «затравочного» излучения при ФРРС. Один из них, описанный в [8], связан с пространственными флуктуациями ФГЭ, а другой (в некоторых случаях даже более эффективный) — с фоторождением массива микродоменов.

Характер температурной зависимости интенсивностей рассеяния на МД (I_s^{MD}) и ФРРС (I_s^{FP} (*oe*)) имеет как общие черты, так и отличительные особенности (рис. 5). Последние особенно заметны в области $50^\circ\text{C} < T < 135^\circ\text{C}$ и могут быть связаны с влиянием термоиндуцированных эффектов на переполаризацию сегнетоэлектриков [10]. При этом наличие температурных градиентов в нагреваемом кристалле приводит к ускоренному доменообразованию, что сопровождается наблюдаемым увеличением интенсивности рассеяния света на микродоменах. С другой стороны, движение доменных стенок в процессе термоиндуцированной переполаризации приводит к разрушению тех голографических решеток, которые отвечают за пространственное усиление ФРРС *oe*-типа [8]. В результате интенсивность соответствующей компоненты рассеяния I_s^{FP} (*oe*) при $T > 50^\circ\text{C}$ резко падает.

Что касается скачков I_s^{MD} , наблюдаемых при росте температуры T (рис. 5), то они могут быть связаны как с наличием низкотемпературных фазовых переходов в ниобате лития [10, 11], так и с влиянием самопроизвольных объемных электрических разрядов [1, 12] на величину E_f .

Для определения среднего радиуса a_0 МД исследовалась индикатриса рассеяния тестирующего излучения, падающего на кристалл в направлении, близком к оси z . В соответствии с нашими измерениями $a_0 = 0.9$ мкм ($\pm 10\%$).

Для определения плотности распределения доменов N_D^0 (т. е. среднего количества МД в расчете на 1 см² поверхности, перпендикулярной оси z и проходящей через заданную точку) целесообразно использовать методику, требующую только относительных измерений. Рассмотрим прохождение тестирующего светового пучка под углом $\vartheta_z^i \ll 1$ к оптической оси кристалла z . Мощность тестирующего пучка на входной грани кристалла обозначим $P_i^0 = P_i$ ($z = 0$), толщину кристалла в направлении z обозначим l_z (заметим, что накачка может падать в любом направлении). При этом мощность проходящей части тестирующего света P_i

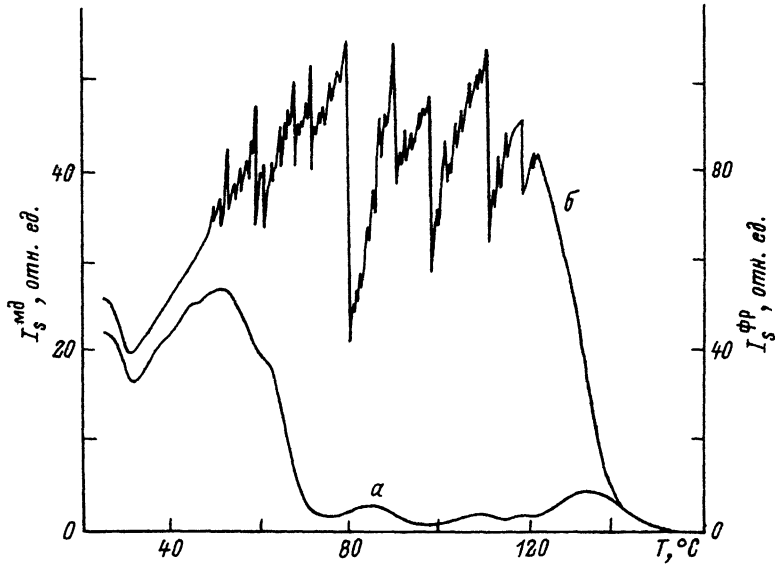


Рис. 5. Температурная зависимость интенсивности рассеяния света в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ (концентрация N $[\text{Fe}] = 0.05$ вес.%).

α — ФРРС ое-типа, β — релеевское рассеяние света на микродоменах.

определяется не только коэффициентом поглощения α_0 , но и коэффициентом экстинкции $\Delta\alpha_s$, который характеризует потери излучения вследствие рассеяния

$$P_t(l_z, t) = P_t \exp \{ - [\alpha_0 + \Delta\alpha_s(t)] l_z \}.$$

Поскольку фоторождение МД — инерционный процесс, требующий для своей реализации времени $t > t_0$, будем полагать, что $\Delta\alpha_s(t=0) = 0$. При этом стационарный коэффициент экстинкции $\Delta\alpha_s^0 = \Delta\alpha_s(t \rightarrow \infty)$ определяется следующим соотношением:

$$\Delta\alpha_s^0 = \frac{1}{l_z} \ln [P_t(l_z, t=0) / P_t(l_z, t \rightarrow \infty)].$$

Для образцов ниобата лития с концентрацией железа $N[\text{Fe}] \approx 0.03$ вес. % при $\partial_t \ll 1$ измеренная нами величина экстинкции составила $\Delta\alpha_s^0 = 9.2 \text{ см}^{-1}$.

В рамках модели хаотически расположенных параллельных иглообразных дефектов, параметры которых удовлетворяют условию

$$\alpha_0 \ll \Delta l_{\perp} \ll l_{\text{д}}, \quad (1)$$

можно найти, что в используемой геометрии

$$\Delta\alpha_s^0 (\partial_t^2 \approx 0) = N_{\text{д}}^0 (\delta\epsilon_0^{\omega})^2 (2k_t)^3 a_0^4 \epsilon_{\perp}^{\omega},$$

где k_t — волновой вектор тестирующего излучения, $\delta\epsilon_0^{\omega}$ — среднеквадратичная флуктуация диэлектрической проницаемости на частоте тестирующего сигнала ω , $\epsilon_{\perp}^{\omega} = \epsilon_{xx}^{\omega} = \epsilon_{yy}^{\omega}$, Δl_{\perp} — среднее расстояние между доменами в плоскости xy . Полагая, что механизм пространственной модуляции диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_{\perp}^{\omega}$ обусловлен электрооптическим эффектом (и заимствуя значения

необходимых параметров из [8,13]), можно найти, что в использованных нами образцах ниобата лития величина $N_d^0 \approx 7 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. При этом среднее расстояние между доменами $\Delta l_{\perp} = 12 \text{ мкм}$ удовлетворяет неравенству (1), в рамках которого справедливо предположение о нескоррелированности расположения доменных игл в плоскости xy .

Таким образом, в кристаллах ниобата лития наблюдается фоторождение как приповерхностных, так и объемно расположенных микродоменов. Наличие последних может оказывать существенное влияние на процессы фоторефрактивного рассеяния света.

В заключение авторы выражают благодарность Т. Р. Волк за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Волк Т. Р., Гинзберг А. В., Ковалевич В. И., Шувалов Л. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1977. Т. 41. № 4. С. 783—787.
- [2] Abramov N. A., Voronov V. V., Kuz'minov Yu. S. // Ferroelectrics. 1978. V. 22. P. 649—650.
- [3] Kovalevich V. I., Shuvalov L. A., Volk T. R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1978. V. 45. P. 249.
- [4] Лемешко В. В., Обуховский В. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1614—1618.
- [5] Glass A. M. // Opt. Eng. 1978. V. 17. N 5. P. 470—479.
- [6] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. // Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л., 1971. 270 с.
- [7] Feinberg J. // Laser optics of condensed matter. N. Y., London, 1988. P. 399—410.
- [8] Обуховский В. В., Стоянов А. В., Лемешко В. В. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 113—121.
- [9] Авакян Э. М., Белабаев К. Г., Одулов С. Г. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 11. С. 3274—3281.
- [10] Каменцев В. П., Некрасов А. В., Педько Б. Б., Рудяк В. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 4. С. 791—793.
- [11] Zhu J., Yang X. // Chinese Physics. 1985. V. 5. N 4. P. 980—984.
- [12] Авакян Э. М., Белабаев К. Г., Саркисов В. X. // Кристаллография. 1976. Т. 21. № 6. С. 1214—1215.
- [13] Возный В. Л., Лемешко В. В., Обуховский В. В., Стоянов А. В. // УФЖ. 1989. Т. 34. № 5. С. 652—657.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
3 марта 1992 г.