

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Индукцированные домены и периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах

А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин

Рассматривается современное состояние исследований процессов и механизмов формирования доменных структур. Обсуждены методы формирования сегнетоэлектрических и магнитных доменов с помощью воздействия на монокристаллы электрических, магнитных, оптических и акустических полей, термического отжига и изменения химического состава. Продемонстрировано, что практическая реализация индуцированных доменных структур уже привела к возникновению новых методов умножения частоты и параметрического преобразования акустических и оптических пучков, генерации ультразвуковых волн.

PACS numbers: 42.65.Hw, 68.25.+j, 78.50.Ei, 75.80.+q

Содержание

1. Введение (697).
 2. Методы формирования индуцированных доменов и периодических доменных структур (698).
 - 2.1. Образование сегнетоэлектрических доменов в электрических полях.
 - 2.2. Оптически индуцированные домены и ПДС в сегнетоэлектриках.
 - 2.3. Сегнетоэлектрические ПДС в поле акустической волны.
 - 2.4. Квазипериодические доменные структуры.
 - 2.5. Доменные структуры в магнетиках.
 3. Кинетика и механизмы образования индуцированных доменов и ПДС (703).
 - 3.1. Индуцированные домены в сегнетоэлектриках.
 - 3.2. Динамические магнитные доменные структуры.
 4. Распространение и генерация оптических и акустических волн в ПДС (704).
 - 4.1. Распространение оптических волн.
 - 4.2. Распространение акустических волн.
 - 4.3. Генерация акустических волн.
 5. Нелинейные оптические и акустические эффекты в ПДС (708).
 - 5.1. Генерация оптических гармоник.
 - 5.2. Параметрическое преобразование.
 6. Заключение (710).
- Список литературы (711).

1. Введение

Интерес к протяженным структурам с периодически изменяющимися значениями оптических, упругих и других физических параметров возник еще в начале 60-х годов в связи с возможностями их применения для генерации или преобразования частоты оптического или акустического излучения [1, 2]. Впоследствии было обнаружено, что периодические или квазипериодические структуры из металлических или полупроводниковых слоев обладают рядом необычных физических свойств и, в частности, локализацией электронных состояний [3–6]. Поскольку нечетные тензоры, описывающие разнообразные физические свойства, для доменов с антипараллельной поляризацией имеют противоположные знаки, то нелинейные оптические, электрооптические, магнитооптические, магнитоупругие, пьезоэлектрические и пироэлектрические характеристики таких структур будут отличаться от характеристик монодоменных образцов [7–11].

По-видимому, первым реальным применением доменных структур стало использование решеток из цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в устройствах записи и обработки информации [11].

Первые удачные эксперименты по частотному преобразованию лазерного излучения [12, 13], дифракции оптических пучков [14, 15], генерации и преобразованию акустических волн [16, 17] были выполнены на естественных доменных структурах. Однако использование ростовых доменных структур оказалось малоэффективным вследствие разброса их параметров, и поэтому до середины 80-х годов в опто- и акустоэлектронике в основном применялись монодоменизированные материалы. Более того, было установлено, что ростовые доменные структуры приводят к дополнительному рассеянию оптических и акустических пучков, уширению

А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин.
Казанский государственный энергетический институт
420066 Казань, ул. Красносельская 51, Российская Федерация
Тел. (8432) 43-86-73
Факс (8432) 43-86-34
E-mail: adm@kspei.kcu.ru

Статья поступила 21 февраля 2000 г.,
после доработки 28 апреля 2000 г.

диапазона управляющего напряжения, необходимого для поворота фазы, изменению скорости ультразвуковых волн.

Перелом наступил во второй половине 80-х годов, когда были разработаны и осуществлены новые способы формирования достаточно совершенных ПДС в ряде кислородооктаэдрических сегнетоэлектриков (LiNbO_3 , LiTaO_3 , KTiOPO_4 , BaTiO_3 и некоторых других подобных материалах) [18–23]. ПДС состоят из доменов с поляризацией, инвертированной по отношению к первоначально существовавшей однородной спонтанной поляризации, и доменов, сохраняющих направление спонтанной поляризации. Обычно формируется один из двух типов ПДС: с так называемой ориентацией доменов "голова к хвосту" (рис. 1а) и "голова к голове" (рис. 1б). В последние годы значительный прогресс позволил создавать ПДС с размерами доменов от единиц микрометров до миллиметров. Причем последние результаты указывают на возможность формирования доменов в нанометровом диапазоне [24, 25].

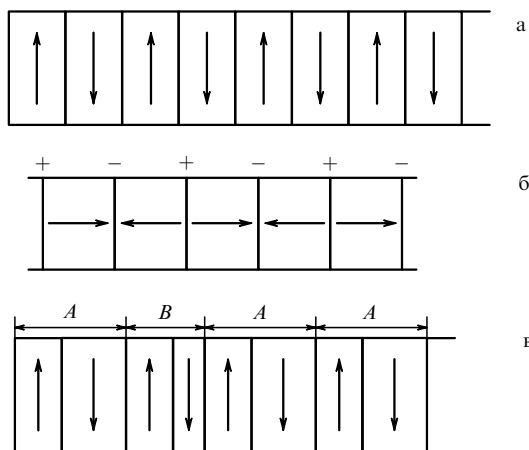


Рис. 1. Доменные структуры: периодические типа "голова к хвосту" (а), "голова к голове" (б) и квазипериодическая структура (в).

Вначале ПДС, сформированные в сегнетоэлектриках, как ранее и предполагалось [1, 2], стали использовать для преобразования когерентного оптического излучения во вторую гармонику [26–28], а затем и для генерации и преобразования акустических колебаний [29–33]. Причем в обоих случаях эффективность преобразования с помощью ПДС была значительно выше, чем при использовании тех же нелинейных монодоменных кристаллов без ПДС.

Изучение магнетиков в качестве преобразователей различного вида волн, так же, как и сегнетоэлектриков, ранее касалось в основном монодоменных образцов [34]. И только позднее начались теоретические исследования как структур доменов, так и возможностей их практического использования [35]. В последние годы появились работы, посвященные механизмам образования динамических доменных структур в магнетиках, индуцированных полем ультразвуковой волны [36–39]. Несомненно, что дальнейшие эксперименты позволят более полно исследовать и другие нелинейные эффекты. Например, весьма перспективной представляется возможность магнитного или термического управления параметрами доменов в многослойных тонкопленочных магнитных

структурах [6] и магнитных полупроводниках [40] с гигантским магнитосопротивлением.

Одновременно начались исследования по квазипериодическим доменным структурам (КПДС), получившим также название квазипериодических суперрешеток [41], которые образованы системой 180° -ных доменов, несколько отличающихся своими размерами (рис. 1в). В таких системах фазовое согласование между первой и второй гармониками зависит от разности размеров доменов, и поэтому генерация второй оптической или акустической гармоники может происходить в более широком спектре частот. Следовательно, периодические и квазипериодические структуры можно рассматривать как аналог одномерных квазикристаллических структур, отличающихся таким же многообразием и необычностью физических свойств [42, 43].

Введением понятия "индуцированные домены" нам хотелось привлечь внимание к возможности посредством внешних воздействий создавать домены необходимой конфигурации и формировать из них периодические структуры. Кроме того, индуцированные домены и ПДС могут иметь динамический характер, т.е. обладать возможностью пространственной или временной перестройки в зависимости от интенсивности или природы внешних воздействий. Именно такие индуцированные домены представляют наибольший интерес для использования в разнообразных электронных устройствах нового поколения.

Таким образом, результаты многочисленных исследований по индуцированным доменам и их возможным применениям позволяют говорить о возникновении нового направления, вобравшего в себя совокупность разнообразных свойств электро- и магнитоупорядоченных веществ, используемых в нелинейной оптике и акустике. Необходимость обзора определяется как непрерывным ростом числа исследований, посвященных новым способам формирования ПДС и прикладного их использования, так и отсутствием обобщающих работ.

2. Методы формирования индуцированных доменов и периодических доменных структур

Спонтанно возникающая доменная структура в сегнетоэлектриках или магнетиках, как правило, является равновесной и соответствует минимуму энергии кристалла. Во внешнем поле происходит изменение доменной структуры за счет роста доменов, ориентированных вдоль поля. При некотором критическом значении поля тело переходит в монодоменное состояние. Полевая эволюция доменной структуры лежит в основе большинства методов формирования доменов и доменных структур заданных параметров.

2.1. Образование сегнетоэлектрических доменов в электрических полях

Как известно [44], образование 180° -ных доменов в оксидных сегнетоэлектриках связано с нецентросимметричным расположением ионов металлов (например, Li и Nb для ниобата лития) относительно подрешетки анионов кислорода, причем направление смещения катионов определяет направление вектора поляризации в домене (рис. 2). Таким образом, переполяризация возникает при смещении ионов из одного нецентросимметричного

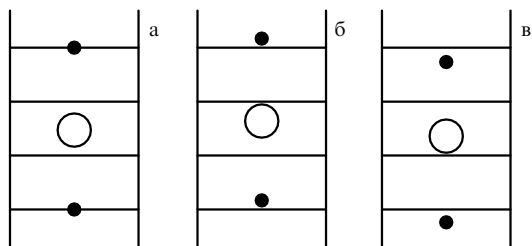


Рис. 2. Фрагмент структуры монокристалла ниобата лития: (а) парафаза; (б) положительный домен; (в) отрицательный домен; ○ — ионы ниобия, ● — ионы лития.

положения вдоль оси спонтанной поляризации в другое нецентросимметричное расположение. Поэтому все известные к настоящему времени методы по процессу реполяризации можно разделить на две группы: использующие внешние электрические поля и использующие градиенты внутренних электрических полей.

2.1.1. Приложение внешних полей. Исследование поведения сегнетоэлектриков в сильных электрических полях началось еще в 50-е годы, когда была обнаружена электрическая индуцированная поляризация в титанате бария [45]. Затем [46] по скачкам Баркгаузена было обнаружено изменение направления поляризации в монодоменных кристаллах ниобата лития, причем напряженность поля, необходимого для реполяризации, снижалась от 10^6 В см⁻¹ при комнатной температуре до 10^4 В см⁻¹ при $T = 150^\circ\text{C}$. В более поздних работах с помощью приложения электрических полей были получены протяженные ПДС с размерами доменов в несколько микрометров [47–50].

Методика формирования ПДС состояла в нанесении на поверхности тонких образцов (толщина $d < 1$ мм), перпендикулярные оси поляризации C , периодически расположенных металлических электродов (рис. 3) [47]. Тогда при приложении к электродам электрического поля, обратного по знаку полю поляризации и превышающего его по величине, возникала структура инвертированных доменов типа "голова к хвосту", глубина которых была пропорциональна времени воздействия и напряженности приложенного поля. Границы доменов были параллельны оси C . Подобным образом ПДС были получены в кристаллах ниобата и танталата лития, титаната бария. Поскольку для реполяризации таких жестких структур, как ниобат и танталат лития, при комнатной температуре необходимы поля с $E \sim 10^6$ В см⁻¹, в ряде работ реполяризация была осуществлена при более низких полях за счет нагревания

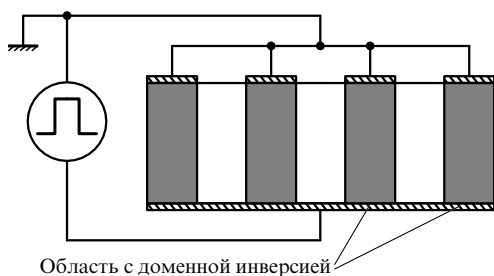


Рис. 3. Формирование ПДС в импульсном электрическом поле.

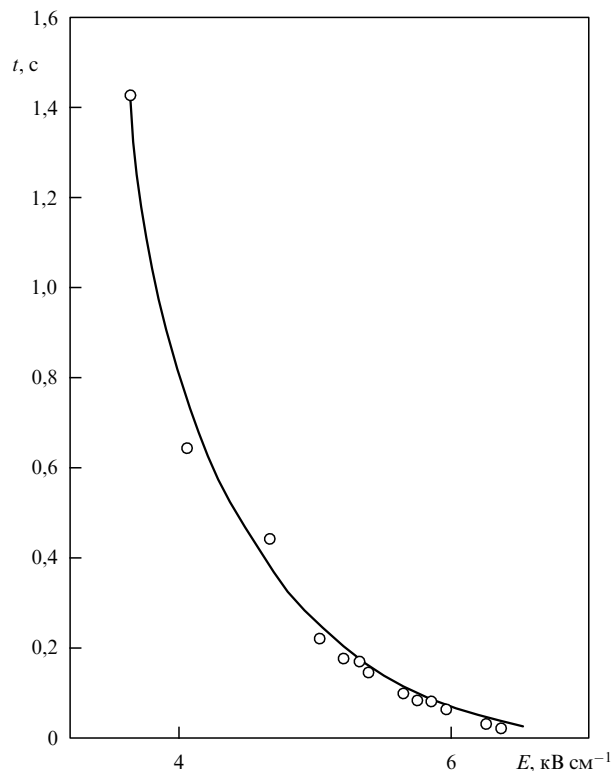


Рис. 4. Зависимость времени реполяризации монокристалла ниобата лития от приложенного внешнего электрического поля.

кристаллов, в частности, импульсами лазера. Однако наиболее эффективным является способ приложения к системе электродов импульсов электрического поля. Как установлено в ходе экспериментов [45, 50] (рис. 4), время реполяризации t_s в зависимости от напряженности электрического поля E , превышающего коэрцитивное поле E_c , находится по одной из следующих формул:

$$t_s \sim \exp[-\alpha(T)E] \quad (1)$$

(для низких значений E) или

$$t_s \sim \frac{\beta(T)}{E - E_c} \quad (2)$$

(для высоких значений E), где $\alpha(T)$ и $\beta(T)$ — коэффициенты, определяемые температурой, при которой происходит реполяризация.

Минимальные размеры доменов типа "голова к хвосту", создаваемые приложением импульсных электрических полей перпендикулярно полю спонтанной поляризации, составляют порядка 2–10 мкм в пластинах толщиной до 0,5 мм. Эти размеры определяются возможностями создания системы металлических электродов способами, ранее разработанными для встречно-штыревых преобразователей поверхностных акустических волн (ПАВ). Основная трудность для высококоэрцитивных материалов, состоявшая в возможности электрического пробоя между электродами в приложенном поле, была преодолена использованием жидких электролитических контактов [51].

2.1.2. Образование ПДС во внутренних полях. Первые регулярные доменные структуры были получены в процессе обычных технологических операций по созданию

монокристаллов: непосредственно в процессе выращивания по методу Чохральского или термической послеростовой обработки. Подробная история создания доменных структур изложена в обзоре А.Л. Александровского [13]. В первом методе доменная структура формировалась при охлаждении до температуры Кюри (T_C) расплава, содержащего пространственные градиентные концентрации примесных ионов (например, иттрия) [14, 52], причем период структуры определялся градиентным распределением примеси. Во втором методе для создания области с инвертированной поляризацией одновременно с нагревом до температур, близких к T_C , осуществлялась диффузия ионов титана или протонов в кристалл, или, наоборот, диффузия ионов кислорода или ионов, образующих решетку, из кристалла [30, 53].

В какой-то мере близким к рассмотренному выше является способ создания ПДС с помощью сканирования поверхности сегнетоэлектрика узким электронным пучком [54]. Для создания доменов микронного размера использовался пучок сканирующего электронного микроскопа.

Общим для этих методов является возникновение большого количества свободных электронов, которые формируют область пространственного заряда. Образующееся при этом электрическое поле, направленное навстречу полю спонтанной поляризации, ответственно за инверсию поляризации, особенно при высоких температурах.

Микроскопическая модель образования свободных электронов наиболее полно разработана для LiNbO_3 и основана на диффузии ионов кислорода и лития из кристалла при высоких температурах [23]. При этом возникающие вакансии замещаются либо структурными ионами ниобия, либо примесными ионами (итрий, титан и др.). В обоих случаях различие в зарядовых состояниях диффундировавших ионов по отношению к структурным или примесным ионам приводит к генерации свободных электронов из вакансионных центров, которые создают зарядовую компенсацию процесса вышеуказанного замещения. Электроны, высокая концентрация которых располагается вблизи поверхности, будут затем диффундировать в глубь кристалла, формируя поле пространственного заряда E_d . При двухсторонней диффузии поле E_d будет антипараллельно полю спонтанной поляризации вблизи $+C$ полярной поверхности, где и происходит переключение поляризации.

Величину созданного свободными электронами электрического поля можно представить в виде

$$E_d = \frac{kT}{q} \left(\frac{\Delta N}{N} + n \right), \quad (3)$$

где ΔN — градиент заряженных центров N вдоль оси поляризации, q — заряд носителей, n — концентрация электронов.

Качественные оценки значений E_d , выполненные на основе экспериментальных данных по профилю концентраций N в ниобате лития, показали [53], что индуцированные электрические поля при температуре 1100°C могут достигать значений $200\text{--}300\text{ В см}^{-1}$, что вполне достаточно для переполяризации сегнетоэлектриков даже с большим коэрцитивным полем. Например, для LiNbO_3 при такой температуре поле переполяризации составляет всего 5 В см^{-1} [23]. Глубина созданных

такими способами инвертированных доменов может достигать 500 мкм . Подобная модель справедлива и для других оксидных сегнетоэлектриков.

2.2. Оптически индуцированные домены и ПДС в сегнетоэлектриках

Вскоре после обнаружения в 1966 г. в ряде сегнетоэлектриков оптически индуцированного изменения показателя преломления, получившего название "фоторефрактивный эффект" [55], были созданы так называемые фоторефрактивные или, по-другому, голографические решетки [56]. Они формируются при облучении поверхности кристалла двумя интерферирующими оптическими пучками и состоят из чередующихся полос, отличающихся градиентами электрических полей и вследствие электрооптического эффекта градиентами показателя преломления. Фотоиндуцированные поля, особенно в кристаллах, содержащих примесные ионы с переменной валентностью, могут достигать значений до $2 \times 10^5\text{ В см}^{-1}$ и создавать наведенные изменения показателя преломления до 10^{-3} . Однако голографические решетки пока нашли ограниченное применение для преобразования оптических и акустических волн [57, 58] и записи информации в оптической или акустической форме [59, 60]. Главным их недостатком является легкая стираемость при повторном оптическом облучении или нагреве выше 180°C . Поэтому были разработаны способы фиксации решеток и голограмм на их основе. Поскольку при фиксации использовался режим оптического облучения в диапазоне температур $120\text{--}150^\circ\text{C}$, а напряженность индуцированных полей достигала значений $10^4\text{--}10^5\text{ В см}^{-1}$, то в ряде экспериментов [61], по видимому, были получены отдельные оптически индуцированные домены. Феноменологически образование инвертированных доменов объяснялось таким образом, что поле примесных ионов, возникшее вследствие пространственного перемещения фотовозбужденных электронов, создает новую ориентацию полярных комплексов, приводящую к локальной реполяризации ранее монокристаллического образца. На возникновение доменов указывалось и в работе [62], где одновременно с оптическим облучением кристаллов $\text{SrBaNb}_2\text{O}_6$ и BaTiO_3 к последним прикладывалось электрическое поле, встречное полю спонтанной поляризации. Только отсутствие надежных методик обнаружения доменов не позволило с высокой степенью достоверности подтвердить ранние экспериментальные факты.

Убедительные доказательства возникновения оптически возбужденных доменов и доменных структур в сегнетоэлектриках были получены значительно позднее [63–66]. Первые ПДС были получены в кристаллах титаната бария [63], которые облучались двумя интерферирующими лазерными пучками (с длиной волны $\lambda = 488\text{ нм}$) с одновременным приложением поля с напряженностью ниже, чем у коэрцитивного поля. В результате была создана ПДС с размерами доменов $\sim 20\text{--}25\text{ мкм}$, соответствующими периоду интерференционной оптической структуры. Размеры доменов и совершенство полученной структуры были подтверждены успешной генерацией второй лазерной гармоники [67]. Подобным лазерноэлектрическим способом ПДС была сформирована в монокристалле $\text{Sr}_{0,25}\text{Ba}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$ [65].

Процесс формирования инвертированных доменов может быть объяснен при использовании модели ком-

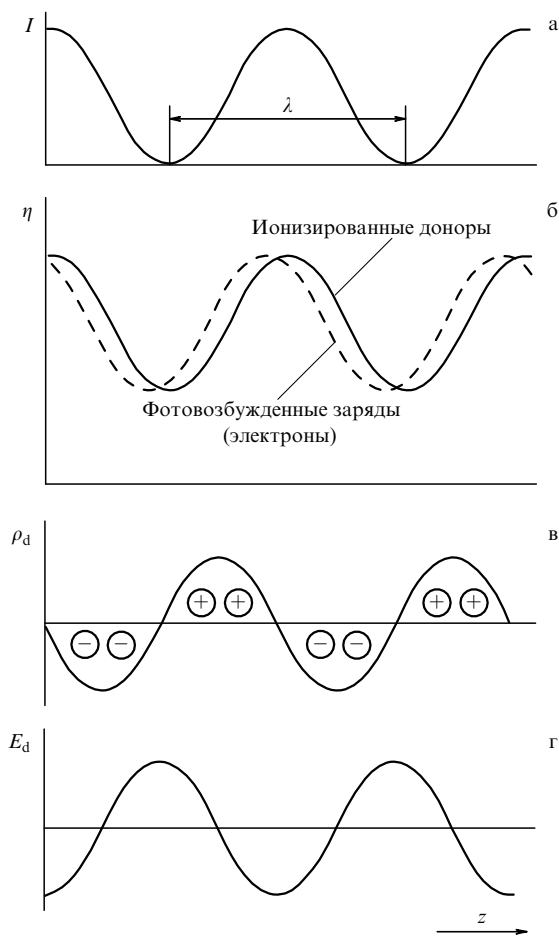


Рис. 5. Пространственное распределение интенсивности оптического пучка (а), фотовозбужденных зарядов (б), заряженных центров (в) и электрического поля зарядов (г).

пенсации поля фотовозбужденных зарядов полями доменных границ [66]. Во время фотовозбуждения заряды, локализованные на примесных или решеточных ионах, дрейфуют в приложенном поле E и рекомбинируют на других ионах, создавая пространственное зарядовое перераспределение (рис. 5)

$$\rho_d(E) = \rho_0(E) \sin \frac{2\pi z}{D}, \quad (4)$$

где ρ_0 — плотность заряда, зависящая от состояния ионов и напряженности приложенного поля, z — расстояние вдоль оси поляризации, D — период интерференционных полос.

Это зарядовое распределение создает поле пространственного заряда E_d . Когда суммарное поле $E_d + E$ достигает величины поля переполаризации E_c , начинается процесс образования центров доменов с инверсной поляризацией. По мере коалесценции первичных доменов в макродомены с инвертированной поляризацией происходит образование доменных границ с созданием граничных зарядов с плотностью ρ_b , которую можно определить как $\rho_b = \Delta P_s$, где P_s — спонтанная поляризация. В монодоменном кристалле $\Delta P_s = 0$, поскольку спонтанная поляризация однородна. В полидоменном кристалле значение P_s изменяется скачкообразно от одного домена к другому.

Ориентация доменных стенок в процессе нуклеации и коалесценции зависит от взаимодействия между возникающей доменной структурой и вектором поля пространственных зарядов E_d . Предполагается, что устойчивое состояние граничных зарядов пространственно следует за распределением свободных зарядов, так что в полидоменном образце происходит почти полная компенсация свободных зарядов граничными зарядами:

$$\rho_b(k) = -\sigma \rho_d(k), \quad (5)$$

где σ — степень компенсации; $\sigma < 1$.

Установлено, что при образовании доменной структуры в кристаллах титаната бария σ достигает значения $\sim 0,8-0,9$.

Необходимость приложения электрического поля в кристаллах с высокой проводимостью в основном определяется механизмом переноса фотовозбужденных зарядов. В высокоомных сегнетоэлектриках типа ниобата лития основным является не дрейфовый, а фотогальванический механизм, не требующий дополнительного внешнего поля. Поэтому в принципе инверсия спонтанной поляризации может быть осуществлена только за счет фотоиндуцированного поля E_d . Это предположение нашло экспериментальное подтверждение после обнаружения инверсных микродоменов, расположенных в виде игл вдоль оси поляризации в результате облучения поверхности ниобата лития лазерным пучком [68]. Макродомены были получены в монокристалле $\text{LiNbO}_3:10^{-2} \text{ ат. \% Fe}$ под действием только лазерного воздействия с $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ при 150°C [69]. Необходимость повышения температуры была связана с понижением E_c от 10^6 В см^{-1} при $T \sim 20^\circ \text{C}$ до $3 \times 10^4 \text{ В см}^{-1}$ при 150°C . При облучении в виде узкой (0,2–10 мм) полоски ширина инвертированного домена составляла 150–200 мкм и повторяла форму освещенной оптическим пучком области.

Микроскопическая модель образования сильных фотоиндуцированных полей, достаточных для переполаризации сегнетоэлектрика, основана на специфике вхождения в кристаллическую решетку примесных ионов с переменной валентностью (Fe, Cr, Mn, Cu) [68, 69]. Эта модель наиболее разработана для ионов железа как основного компонента, неконтролируемо входящего в кристаллы сегнетоэлектриков и определяющего значения фотоиндуцированных полей пространственного заряда [70, 71]. Известно, что ионы Fe^{2+} и Fe^{3+} занимают одни и те же позиции в кристаллической решетке, например, замещая ионы лития в LiNbO_3 . Вследствие условий зарядовой компенсации происходит их некоторое смещение вдоль оси поляризации относительно положений ионов лития. Ионы Fe^{2+} являются донорными, а ионы Fe^{3+} — акцепторными центрами. При оптическом облучении происходит фотогенерация электронов от ионов Fe^{2+} . Под действием фотогальванического поля электроны перемещаются вдоль оси поляризации и захватываются ионами Fe^{3+} . В результате возникает пространственное перераспределение зарядов ионов железа, приводящее к возникновению сильного гальванического поля, направленного навстречу полю спонтанной поляризации. Оптимальное соотношение донорных и акцепторных центров создает увеличение напряженности индуцированного поля на один-два порядка по отношению к беспримесным сегнетоэлектри-

кам при общей концентрации примесных центров не выше 10^{19} см^{-3} .

2.3. Сегнетоэлектрические ПДС в поле акустической волны

Еще с конца 70-х годов начались исследования по нелинейному взаимодействию акустических волн с фото-возбужденными электронами в фоторефрактивных кристаллах, обладающих большим пьезоэффектом [72, 73]. Вскоре [58] было обнаружено пространственное перераспределение электронов электрическим полем, сопровождающим акустическую волну, и осуществлена запись фоторефрактивной решетки при одновременном воздействии на кристалл LiNbO_3 однородного оптического пучка и стоячей акустической волны [74, 75]. Позднее подобная решетка была записана и при облучении кристалла рентгеновским пучком [76]. Хотя в этих исследованиях не было обнаружено возникновение регулярных доменных структур, возможность их образования уже становилась реальной задачей. Главная трудность состояла в создании таких градиентов электрических полей, сформированных полем акустической волны, которые были бы достаточны для образования доменов с инвертированной поляризацией. Основной причиной неудач было проведение экспериментов при комнатной температуре, при которой акустически индуцированные градиенты электрического поля были недостаточны для переполяризации.

Только при использовании оптимального соотношения концентраций ионов $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+} \sim 0,3$ и в температурном диапазоне $130 - 150^\circ\text{C}$ была сформирована ПДС в ниобате лития стоячей поверхностной акустической волной с амплитудой относительной деформации порядка 10^{-4} в условиях облучения однородным лазерным пучком с $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ [77]. Период сформированной ПДС соответствовал длине волны стоячей ПАВ. Поскольку ПАВ распространялась вдоль оси поляризации, то сформировалась структура типа "голова к голове" с размерами доменов $\sim 35 \text{ мкм}$. Глубина доменов от поверхности составляла $20 - 30 \text{ мкм}$. Качество доменов оказалось достаточно совершенным, и сформированная ПДС была использована для лазерной генерации акустических волн.

Механизм формирования ПДС в поле акустической волны практически одинаков с описанным выше оптическим методом, и роль акустического поля сводится только к направленному перемещению фотоэлектронов в пучности стоячей волны [78].

2.4. Квазипериодические доменные структуры

Возможности применения квазипериодических структур, состоящих из определенных последовательностей доменов в сегнетоэлектриках, были впервые рассмотрены в работах [41, 79]. По сути такие квазипериодические структуры являются аналогом одномерного квазикристалла с чередованием несоразмерных доменов в определенном порядке, описываемым числовым рядом Фибоначчи [43]. Квазипериодичность в последовательности Фибоначчи может быть реализована для блоков A и B (рис. 1в) по следующему правилу:

$$S_j = \frac{S_{j-1}}{S_{j-2}}, \quad j \geq 3,$$

или

$$S_1 = |A|; \quad S_2 = |AB|; \quad S_3 = \left| \frac{AB}{A} \right| \dots \quad (6)$$

При этом отношение размеров доменов d_A и d_B должно удовлетворять условию "золотого сечения":

$$\frac{d_A}{d_B} = \tau = \frac{\sqrt{5} + 1}{2}. \quad (7)$$

В этом случае волновой вектор КПДС

$$k = 2\pi \frac{m + n\tau}{D}, \quad m, n = 1, 2, 3 \dots, \quad D = \tau d_A + d_B. \quad (8)$$

ПДС будет обладать наиболее четко выраженными свойствами, необходимыми, как будет показано ниже, для фазового волнового согласования [80, 81].

Формирование квазипериодических структур в сегнетоэлектриках наиболее просто осуществляется путем приложения импульсов электрического поля к системе электродов с заданной последовательностью их расположения.

2.5. Доменные структуры в магнетиках

В отсутствие внешних магнитных полей магнетики, как правило, имеют пространственную доменную структуру. В одноосных кристаллах, имеющих одно направление легкого намагничивания, намагниченности соседних доменов антипараллельны. В многоосных кристаллах намагниченности доменов могут образовывать углы, отличные от 180° и соответствующие углам между различными направлениями легкого намагничивания. В ряде магнетиков спонтанно образованные доменные структуры имеют и более сложную конфигурацию в виде "лабиринтов", "елочек", "сот" и др. [82].

Как уже отмечалось выше, наиболее простым является способ управления доменной структурой с помощью приложения магнитного поля. После выключения поля индуцированная им магнитная доменная структура частично сохраняется. Возникает метастабильная структура.

Так, для многоосных антиферромагнетиков, для которых характерна спонтанная намагниченность в виде 180° -ных и 90° -ных доменов, приложение внешнего поля приводит к преобразованию 90° -ных доменов в 180° -ные домены [83]. Поскольку процесс намагничивания имеет гистерезисный характер, существует область магнитных полей, в которой наблюдается метастабильное состояние для структуры только 180° -ных доменов определенной конфигурации.

Подобный способ формирования доменных структур был использован в тонких магнитных пленках с толщиной менее 1 мкм . Их фундаментальным свойством является магнитная анизотропия, определяющая тип магнитной структуры. В пленках с перпендикулярной к поверхности магнитной анизотропией возможно образование круглых ЦМД путем приложения поля вдоль оси легкого намагничивания. В определенном интервале приложенного магнитного поля возникают равновесные ЦМД, перемещение которых вдоль пленки осуществляется под действием градиентного магнитного поля [11].

В последние годы большое внимание было обращено на сверхтонкие магнитные пленки с толщинами в несколько атомных слоев. В таких пленках возникают разнообразные размерные эффекты. Так, в многослойных магнитных структурах, состоящих из чередующихся ферромагнитных (Fe, Co) и немагнитных (Cr, Cu) металлических слоев, было обнаружено косвенное обменное взаимодействие электронов между ферромагнитными слоями [5]. Оно имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины немагнитного слоя и приводит либо к коллинеарному ферромагнитному упорядочению намагниченности, либо к коллинеарному антиферромагнитному упорядочению в соседних магнитных слоях. Такую структуру с изменяющимся от слоя к слою характером магнитного упорядочения можно рассматривать как систему магнитных доменов.

В более сложном случае, когда многослойная структура состоит из чередующихся ферро- и антиферромагнитных слоев, как показано в [6], энергетически выгодным становится разбиение моноатомных слоев вблизи границы раздела на домены. Внутри каждого домена намагниченность параллельна или антипараллельна в зависимости от характера обменного взаимодействия. Таким образом, в многослойной магнитной структуре возможно возникновение протяженных монослойных доменных структур. Возникновение доменных границ приводит к смешиванию спиновых состояний электронов и вносит существенный вклад в величину магнетосопротивления. Внешнее магнитное поле, вызывающее переориентацию намагниченностей с антиферромагнитной на ферромагнитную, создает изменение сопротивления на сотни процентов даже при комнатной температуре.

3. Кинетика и механизмы образования индуцированных доменов и ПДС

3.1. Индуцированные домены в сегнетоэлектриках

Процессы образования доменов в сегнетоэлектриках были наиболее полно изучены с помощью приложения импульсных электрических полей, превышающих по амплитуде коэрцитивные поля E_c . Наблюдение за процессами реполяризации осуществлялось как по временным зависимостям коэрцитивных полей, токов реполяризации [47–49], так и непосредственно с помощью сканирующих туннельного и атомно-силового микроскопов [25]. Было обнаружено, что процессы инверсии первоначального доменного состояния под действием внешнего поля E , обратного полю спонтанной поляризации, имеют многоступенчатый характер. Вначале домены в виде острых игл наноразмеров образуются вблизи электродов, а затем начинается их выстраивание по всему объему, достигающее в результате боковых поверхностей кристалла. Одновременно происходит процесс коалесценции доменов, которые впоследствии достигают размеров микрометров. В зависимости от длительности и интенсивности импульсов электрического поля наблюдалось как возникновение отдельных доменов нано- и микроразмеров, так и образование различных типов квазипериодических структур. Так, в ниобате лития формировались полосовые домены с шириной менее 100 нм и цепи круглых и треугольных доменов диаметром 30–50 нм с линейной плотностью до 10^4 мм^{-1} .

Характер образования первичных зародышей также определяется структурой металлических электродов. При использовании однородных электродов, нанесенных на противоположные поверхности, перпендикулярные оси поляризации, инвертированные домены вначале хаотично образуются вблизи поверхности, а затем распространяются вглубь в форме игл или треугольников. Для структуры периодических электродов первичные домены в виде острых клиньев образуются на полярной поверхности (0001) вдоль краев электродов (рис. 6а) [25]. Затем происходит прорастание новых доменов в полярном и боковых направлениях (рис. 6б), пока они не займут всю площадь под электродами (рис. 6в); на этой стадии домены имеют размеры, определяемые площадью электродов. На последнем этапе плоские доменные границы сформировавшихся макродоменов смещаются за пределы электродов (рис. 6г). Процесс бокового смещения прекращается вследствие уменьшения локального поляризующего поля за пределами электродов.

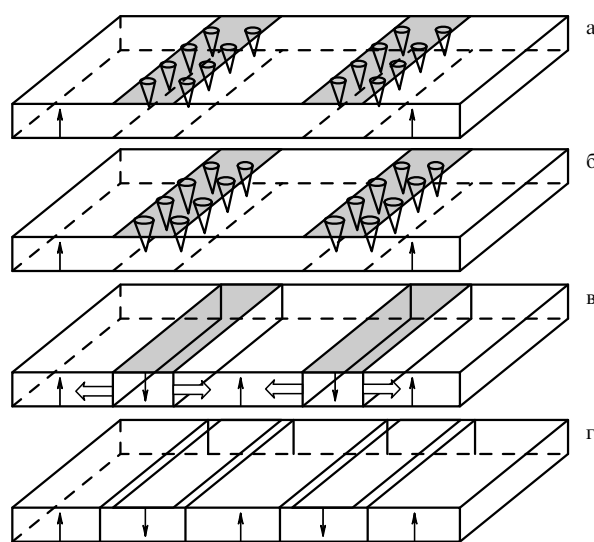


Рис. 6. Процесс формирования периодической доменной структуры в сегнетоэлектрике при приложении электрического поля.

Отражением процессов доменообразования в электрическом поле является временное изменение значений поля, необходимого для реполяризации. Как следует из экспериментальных данных [47–49], после выполнения условия $E \geq E_c$ происходит изменение направления спонтанной поляризации с одновременным возникновением внутреннего поля. Это поле образуется полем деполяризации E_{dep} и полем объемных зарядов E_d . Деполяризирующее поле в сегнетоэлектриках обусловлено присутствием приповерхностных зарядов и замедляет рост доменов:

$$E_{dep} = \frac{2L_D P_s}{\epsilon \epsilon_0 L}, \quad (9)$$

где L_D и L — соответственно дебаевская длина и длина кристалла.

Возникновение поля объемных зарядов E_d связано с несколькими динамическими процессами. Во-первых, с пространственным перемещением вдоль оси поляризации ионов, образующих кристаллическую решетку в

переполаризующем поле (см. рис. 2). Во-вторых, с перераспределением свободных носителей заряда и их возможным захватом структурными или примесными центрами. В-третьих, с пространственным перераспределением примесных ионов группы железа, практически всегда присутствующих в кристаллах оксидных сегнетоэлектриков. Низкая подвижность ионов и электронов в сегнетоэлектриках с низкой проводимостью определяет достаточно длинное время релаксации поля E_d . Для оксидных сегнетоэлектриков время релаксации τ поля E_d варьируется от единиц до тысяч секунд.

Поле E_d в значительной степени компенсирует коэрцитивное поле. Таким образом, возникновение микродоменов происходит под действием суммарного локального электрического поля

$$E_{\Sigma}(\mathbf{r}_i, t) = E + (E_d - E_{\text{деп}}), \quad (10)$$

где \mathbf{r} — локальная координата.

Качественно процесс переполаризации можно описать следующим уравнением:

$$E_{\Sigma} = E_c - E_d \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (11)$$

Частичная компенсация коэрцитивного поля позволяет сделать практический вывод о возможности управления доменообразованием с помощью малых внешних электрических полей в период существования сильного внутреннего поля.

Наиболее сложным и пока не полностью разрешенным является вопрос о том, какие центры являются зародышами доменов. Для кристаллов, содержащих примесные ионы, наиболее вероятно образование зародышей вблизи примесных ионов, сильно связанных с решеточным окружением и обладающих собственными градиентами электрических полей, направленных навстречу полю спонтанной поляризации. К таким ионам относятся Fe^{2+} , Mn^{3+} , Cr^{2+} , Sr^{4+} и ряд других ионов группы железа. Поскольку вокруг этих ионов поле спонтанной поляризации будет частично компенсироваться собственным полем иона, то и условия переполаризации будут более легкими. Также возможно образование зародышей вблизи таких структурных ионов, которые замещают другие структурные ионы в решетке для кристаллов конгруэнтного состава. Например, для ниобата лития такими ионами являются ионы ниобия, замещающие ионы лития.

3.2. Динамические магнитные доменные структуры

Как теоретически показано в работах [36, 84], акустические волны могут индуцировать динамические ПДС в однородно упорядоченных магнетиках, причем ширина доменов и доменных границ будет определяться длиной акустической волны и ее амплитудой. Причиной тому является возникновение дополнительной одноосной магнитной анизотропии, обусловленной магнитострикцией. Этот эффект наиболее сильно должен проявиться вблизи ориентационных магнитных фазовых переходов типа "легкая ось" — "легкая плоскость". При достаточной амплитуде акустической волны будет происходить периодическое изменение значения и знака константы магнитной анизотропии, приводящее к анизотропии "легкая плоскость" в области сжатия и к анизотропии

"легкая ось" в области растяжения (при положительном знаке константы магнитострикции γ). При выполнении условия, что энергия анизотропии значительно превосходит обменную энергию, ранее магнитооднородный образец будет разбиваться на отдельные слои с чередующимися направлениями намагниченности: вдоль и поперек направления распространения акустической волны. При распространении в магнетике бегущей волны индуцированная доменная структура будет перемещаться по образцу со скоростью акустической волны; при возбуждении стоячей волны ПДС будет иметь устойчивое пространственное распределение, определяемое периодом стоячей волны.

Таким образом, в магнетиках может возникать полосовая доменная структура с 90° -ными доменными границами. Доказано, что намагниченность будет успевать подстраиваться под упругие деформации, создаваемые акустической волной, если время релаксации меньше периода колебаний. Для реальных магнетиков таким условиям удовлетворяют акустические колебания с частотами до нескольких мегагерц

Кинетика образования акустически индуцированных доменов будет качественно отличаться от процессов обычного доменообразования в магнетиках. Поскольку соотношение ширины домена d и доменной границы δ зависит от амплитуды деформации u в акустической волне следующим образом:

$$d = \frac{\lambda}{2} - \delta, \quad (12)$$

где $\delta = (\alpha\lambda/\gamma u)^{1/3}$, λ — константа неоднородного обмена, то с увеличением амплитуды u ширина доменной границы уменьшается, а ширина домена растет до $\lambda/2$. Полосовая доменная структура возникает и при $\delta \approx d$, однако изменение направления намагниченности будет меньше 90° .

Теоретические расчеты получили подтверждение в последующих экспериментах. Так, в работе [39] была обнаружена бегущая доменная структура, созданная продольной акустической волной в легкоплоскостном антиферромагнетике FeVO_3 . Стоячая и бегущая периодические доменные структуры наблюдались в гематите [85]. При этом бегущая ПДС перемещалась со скоростью бегущей акустической волны. В работе [86] наблюдалось резонансное усиление акустических колебаний на индуцированной доменной структуре в борате железа в условиях, когда по толщине образца размещалось целое число доменов.

4. Распространение и генерация оптических и акустических волн в ПДС

ПДС можно рассматривать как систему анизотропных сред, разделенных границами, на которых в зависимости от класса симметрии среды происходит изменение диэлектрических, электрооптических, упругих, пьезоэлектрических или магнитоупругих параметров. В частности, для оксидных нецентросимметричных сегнетоэлектриков на границах 180° -ных доменов будут изменять знак элементы тензоров третьего ранга, описывающие квадратичную диэлектрическую восприимчивость и пьезоэффект. Таким образом, границы доменов вносят дополнительный вклад в оптическую или акустическую

нелинейности кристаллов, что расширяет возможности использования таких линейных и нелинейных оптических или акустических эффектов, как отражение, преломление и генерация основной и высших гармоник, параметрическое преобразование частоты.

4.1. Распространение оптических волн

Поскольку тензоры диэлектрической восприимчивости χ и проницаемости ε , описывающие оптические свойства в диэлектрических средах, сохраняются постоянными от домена к домену в ПДС, то и распространение оптической волны не будет зависеть от доменной структуры. Однако приложение постоянного электрического поля к ПДС вследствие электрооптического эффекта создает периодические изменения значения и знака показателя преломления и коэффициента диэлектрической проницаемости.

Изменение показателя преломления Δn приводит к фазовому сдвигу φ для волны, распространяющейся через домен:

$$\varphi = \frac{\pi r n_e^3 E L}{\lambda} (\mathbf{E}_0 \mathbf{P}_0), \quad (13)$$

где r — соответствующий электрооптический коэффициент, n_e — необыкновенный показатель преломления среды, \mathbf{P}_0 и \mathbf{E}_0 — единичные векторы поляризации в домене и приложенного поля соответственно, L — длина образца в направлении распространения луча.

Вследствие различия в знаках коэффициента r фазовые углы также будут иметь противоположные знаки для соседних доменов. Максимальный эффект будет возникать при коллинеарности векторов поляризации в доменах и электрического поля, что позволяет рассматривать ПДС как фазовую дифракционную решетку, период которой равен периоду ПДС.

Приложение электрического поля к ПДС перпендикулярно к доменным границам будет сопровождаться периодическим изменением значений и знака элементов диэлектрических тензоров. Вследствие малости эффекта [10] изменение тензора ε можно представить как периодическое возмущение

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon r_{ijk} E n_o^2 n_e^2 l, \quad (14)$$

где r_{ijk} — соответствующий элемент электрооптического тензора, n_o — обыкновенный показатель преломления среды, $l = \pm 1$ соответственно для доменов с положительной и отрицательной поляризациями.

Электроиндуцированное изменение $\Delta \varepsilon$ можно представить как поворот оптических осей в каждом домене на угол

$$\varphi = l \arctan \left[2rE \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^{-1} \right]. \quad (15)$$

Когерентный оптический пучок, распространяющийся вдоль ПДС в данных условиях, будет претерпевать отражение и преломление на каждой границе раздела. В результате возникает сложная структура волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях по отношению к первичным волнам и взаимодействующих между собой. В теории связанных мод [10], описывающей распространение электромагнит-

ного излучения в периодической слоистой структуре, все взаимодействующие волны сводятся к двум волнам с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , которые распространяются либо в одном, либо в противоположных направлениях. Их сильное взаимодействие возможно при выполнении двух условий:

1) продольного фазового синхронизма

$$\Delta k = k_1 - k_2 - m \frac{2\pi}{d} = 0, \quad m = 1, 2, 3 \dots, \quad (16)$$

для волн, распространяющихся в одном направлении, и

$$\Delta k = k_1 + k_2 - m \frac{2\pi}{d} = 0 \quad (17)$$

для волн, распространяющихся в противоположных направлениях;

2) динамического соотношения волнового вектора и длины ПДС L : максимальному пропусканию (рис. 7) оптического пучка через ПДС соответствует

$$|k_m|L = (2m + 1) \frac{\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots, \quad (18)$$

а максимальное отражение (рис. 8) возникает при

$$|k_m|L = m\pi. \quad (19)$$

Эксперименты по распространению когерентных оптических пучков через ПДС в условиях приложения электрического поля начались еще в 70-е годы в Московском университете. Была обнаружена дифракция оптического пучка на ПДС, сформированной в кристаллах

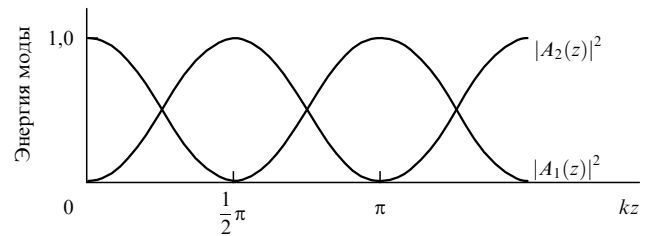


Рис. 7. Пространственное распределение энергий двух пучков, распространяющихся в одном направлении.

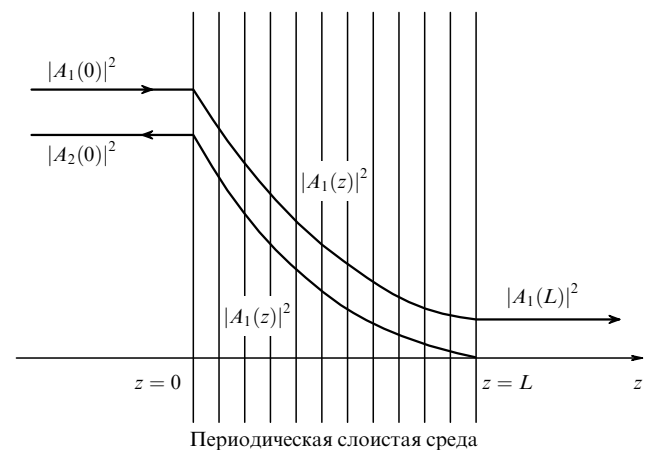


Рис. 8. Пространственное распределение энергий двух пучков, распространяющихся в противоположных направлениях.

ниобата бария–натрия и предложена первая схема модулятора [87]. Затем дифракция оптического пучка наблюдалась в кристалле ниобата лития, в котором была сформирована более совершенная доменная структура с периодом 40 мкм. Было установлено, что при распространении плоскополяризованного пучка вдоль доменных границ и приложении электрического поля вдоль границ возникала дифракция Рамана–Ната с эффективностью преобразования до 98 % [26].

Использование ПДС позволило значительно повысить быстродействие управления параметрами оптического пучка и создать модуляторы с управлением в гигагерцовом диапазоне [88]. На базе ПДС в ниобате лития был создан высокоэффективный дефлектор оптических пучков [89].

4.2. Распространение акустических волн

Акустические волны, распространяющиеся через ПДС в пьезоэлектрических сегнетоэлектриках, вследствие различия в знаках пьезоэлектрических коэффициентов в соседних доменах будут испытывать отражение и преломление. В общем случае произвольного угла падения акустической волны на доменную границу в пьезоэлектрике возникают четыре отраженные и четыре преломленные волны (две поперечные и одна продольная акустические волны и одна электростатическая волна). В определенных условиях также происходит преобразование объемных волн в поверхностные волны. Однако число преобразованных волн уменьшается при направлении распространения волны, в котором существуют чистые моды. Анализ частных случаев прохождения волн через ПДС и их трансформации для кристаллов различной симметрии дан в работах [9, 90–93]. Как показано в [91, 92], коэффициенты отражения и преломления акустических волн, распространяющихся вдоль ПДС, можно определять с помощью модели взаимодействующих мод, во многом аналогичной ранее примененной для оптических волн. Для поперечных акустических волн в сегнетоэлектрических антифазных решетках коэффициенты отражения и преломления будут определяться углами падения θ волны на доменную структуру и коэффициентами электромеханической связи K . Так, квадрат модуля коэффициента отражения имеет вид

$$|R|^2 = Q^2 \left[Q^2 + \frac{\sin^2(k_1 D)}{\sin^2(Nk_1 D)} \right]^{-1}, \quad (20)$$

где $Q^2 = 4K^4 \tan^2 \theta [\cos(k_2 d_A) - K^2 \sin(k_2 d_A)]^2$, k_1 — вектор ПДС, k_2 — акустический волновой вектор, $D = d_A + d_B$ — период ПДС.

Спектр отражения характеризуется высокой селективностью, аналогичной для распространения оптических волн через ПДС. Для квазипериодической структуры ($d_A \neq d_B$) наблюдается модуляция резонансных пиков по интенсивности и исчезновение некоторых из них, что определяется соотношением d_A и d_B .

Экспериментально отражение объемных акустических волн практически одновременно наблюдалось как на ПДС в германате свинца [94], так и на голографической решетке, наведенной оптическим пучком в ниобате лития [95]. Затем было обнаружено отражение [32] и преломление [33] ПАВ на индуцированных ПДС. Экспериментальные результаты, полностью соответствующие выполненным там же теоретическим расчетам [31, 96],

показали возможность использования ПДС для реального преобразования объемных и поверхностных акустических волн во всем мегагерцовом диапазоне.

4.3. Генерация акустических волн

Сформированную в кристалле ПДС в приложенном переменном электрическом или магнитном полях можно рассматривать как систему периодически расположенных источников акустических волн (рис. 9). Они образованы границами доменов, имеющих противоположные знаки пьезоэлектрических или магнитоупругих коэффициентов. Эффективная генерация возникает при условии совпадения фаз источников, что соответствует совпадению (или кратности) периода ПДС с длиной акустической волны. Резонанс любых видов акустических волн на ПДС возникает на частотах

$$f = \frac{nV}{D}, \quad n = 1, 2, 3 \dots, \quad (21)$$

а для КПДС —

$$f = \frac{(m + n\pi)V}{D}, \quad (22)$$

где V — скорость объемных или поверхностных волн.

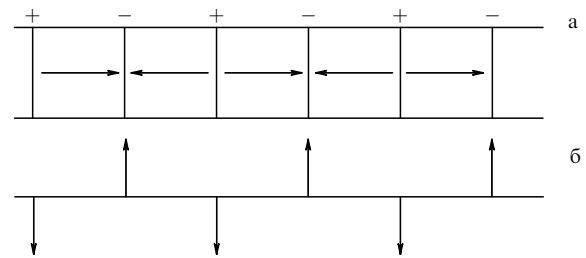


Рис. 9. Периодическая доменная структура (а) и соответствующие ей источники ультразвуковых колебаний (б).

Общая длина ПДС L не влияет на параметры резонансных частот, но определяет значения коэффициента преобразования M электрической энергии в акустическую энергию:

$$M \sim K^2 N_d, \quad (23)$$

где K — коэффициент электромеханической или магнитоупругой связи, N_d — число доменных границ.

Первые эксперименты по генерации поверхностных и объемных акустических волн переменным электрическим полем были выполнены на фотоиндуцированной голографической решетке в фоторефрактивных кристаллах [98] и на индуцированной доменной структуре в германате свинца [97]. В этих экспериментах наблюдалось относительное увеличение по сравнению с монодоменными образцами коэффициента преобразования энергии электрического поля в акустическую энергию. Значительное расширение частотного диапазона генерации вплоть до 1000 МГц было достигнуто в работах [29, 31], что стало возможным после разработки способов формирования ПДС с размерами доменов в несколько микрометров. Позднее была осуществлена генерация

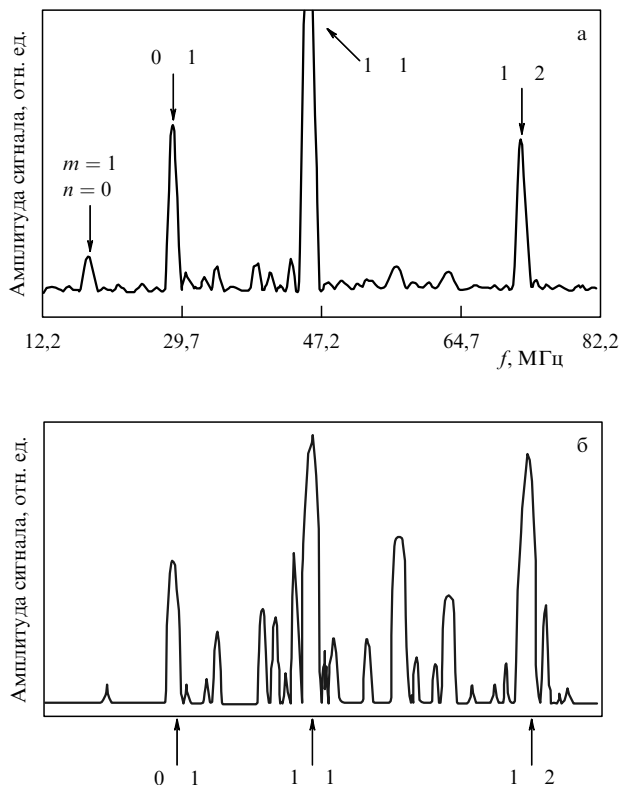


Рис. 10. Спектр ультразвуковых колебаний для КПДС: (а) расчетный; (б) экспериментальный.

акустических волн в ниобате лития при возбуждении переменным полем КПДС [79]. Экспериментально исследованные спектры генерационных частот вполне соответствовали теоретическим расчетам для периодических и квазипериодических доменных структур [99, 100] (рис. 10).

Генерация акустических волн доменными границами в магнетиках теоретически была рассмотрена в работах [101–104], в которых исследовались особенности возбуждения доменных границ в различных классах магнитных кристаллов. Экспериментально усиление магнитоупругих колебаний акустически индуцированной ПДС наблюдалось в борате железа [85, 104].

В связи с реализацией фоторефрактивных решеток и ПДС в сегнетоэлектриках с сильным пьезоэффектом появилась возможность генерации акустических волн под действием лазерного пучка на периодические структуры. Следует отметить принципиальное отличие этого способа, основанного на преобразовании импульсов фотоиндуцированного электрического поля в акустические колебания, от хорошо известных способов лазерной генерации ультразвука [105, 106]. В последних используется один из макроскопических механизмов генерации: тепловой, испарительный, пробойный или стрикционный.

Поскольку запись и стирание фотоиндуцированной голографической решетки в пьезоэлектрике сопровождается значительным изменением градиентов электрического поля [55–59], то было высказано предположение, которое затем было подтверждено экспериментально, о генерации акустических волн в эти периоды [107–109]. В наиболее совершенной методике [109] импульсная генерация акустических волн осуществлялась при одновре-

менном облучении кристалла германата висмута пространственно периодическим непрерывным во времени лазерным пучком, формировавшим голографическую решетку, и пучком лазерных импульсов от другого источника. Временная периодичность генерируемых при этом процессе акустических импульсов определялась периодичностью лазерных импульсов, а длина акустической волны — периодом голографической решетки. Позднее с помощью оптического облучения были возбуждены и поверхностные акустические волны [110].

Подобный способ генерации акустических колебаний оказался полезным для исследования процессов фотогенерации и релаксации свободных носителей, но не мог быть использован как реальный способ генерации акустических волн. Более удобным с этой точки зрения является способ генерации, основанный на лазерном импульсном облучении ПДС. Экспериментально он был осуществлен при облучении ПДС, сформированной в ниобате лития, короткими лазерными импульсами с $\lambda = 0,53$ мкм [111]. При воздействии на область ПДС каждым лазерным импульсом на акустическом датчике детектировались импульсы (рис. 11), соотношенные по времени прохождения как сигналы поверхностной акустической волны (1), поперечной компоненты приповерхностной акустической волны (2) и второй гармоники ПАВ (3). Центры частотного спектра этих типов волн соответствуют условию равенства длины волны периоду ПДС.

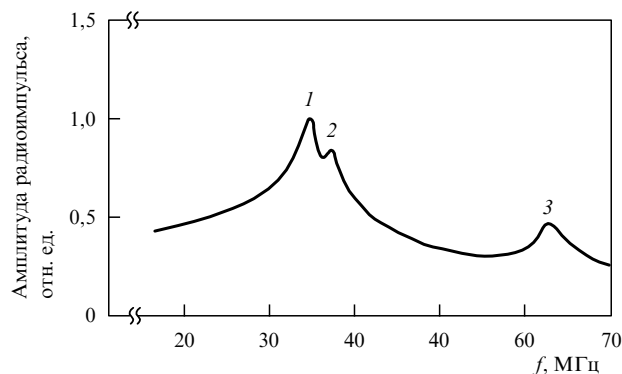


Рис. 11. Спектры лазерной генерации акустических волн на ПДС в ниобате лития.

Качественно процесс лазерной генерации можно представить [112] как изменение электрического поля в каждом домене за счет фотогенерации электронов во время действия импульса. Вызванный ею скачок электрического поля в доменах посредством обратного пьезоэффекта приводит к генерации акустических колебаний. Поскольку индуцированное лазером поле пространственно однородно, то изменение поля в соседних доменах имеет противоположный знак, что аналогично случаю генерации переменным электрическим полем.

После окончания лазерного импульса происходит релаксация индуцированного поля. Если время релаксации короче интервала между импульсами, то к приходу следующего импульса в образце устанавливается квазиравновесное состояние. Поскольку время рекомбинации не превышает 10^{-8} с в большинстве оксидных сегнетоэлектриков, то и скважность подачи лазерных импульсов будет достаточно велика [113].

5. Нелинейные оптические и акустические эффекты в ПДС

5.1. Генерация оптических гармоник

Генерация второй и более высоких гармоник лазерного излучения, как и создание перестраиваемых параметрических генераторов, уже давно привлекают внимание ученых и практиков, поскольку таким образом можно расширить диапазон используемых лазерных частот. В последние годы возникла проблема преобразования инфракрасного излучения полупроводниковых лазеров в видимое (часто говорят "голубой свет") излучение. Во всех случаях генерация перестраиваемого излучения и гармоник связана с использованием нелинейности оптических сред. Ниже будут рассмотрены нелинейные особенности диэлектрической восприимчивости и их применение в ПДС.

Известно, что в любой атомной системе наведенная электрическим полем поляризация P_i нелинейным образом зависит от напряженности поля:

$$P_i = \chi_{ij}E_j + \chi_{ijk}E_jE_k + \chi_{ijkl}E_jE_kE_l + \dots, \quad (24)$$

где χ_{ij} — линейная восприимчивость, χ_{ijk} — нелинейная восприимчивость второго порядка, ответственная за генерацию второй гармоники, параметрическое усиление и генерацию, χ_{ijkl} — нелинейная восприимчивость третьего порядка, ответственная за генерацию третьей гармоники и комбинационное рассеяние.

Как было ранее показано [10], резонансное взаимодействие оптических волн в однородно нелинейной среде наиболее эффективно происходит при выполнении условия фазового синхронизма между волнами основной частоты и высших гармоник

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = 0, \quad (25)$$

где $k_2 = 2\pi n_2/\lambda_2$ и $k_1 = 2\pi n_1/\lambda_1$ — волновые векторы второй гармоники и основной частоты, n_2 и n_1 — соответственно эффективные показатели преломления на частотах 2ω и ω .

Ранее в большинстве нелинейных оптических материалов использовалось естественное двупреломление, и эффективность оптического преобразования лимитировалась малостью нелинейных оптических коэффициентов d , несовпадением температур и углов вхождения пучков в среду, необходимых для фазового согласования. Еще в начале 60-х годов для фазового согласования когерентных оптических пучков была предложена новая схема, в которой применялась одномерная пространственно периодическая модуляция нелинейной диэлектрической восприимчивости. Такая схема могла быть использована для двупреломляющих кристаллов, у которых нелинейные оптические коэффициенты не могут быть фазово согласованы. Поскольку нелинейная диэлектрическая восприимчивость χ_{ijk} описывается тензором третьего ранга, то очевидно, что на границах доменов в средах без центра симметрии такие нелинейные восприимчивости меняют знак (рис. 12а) и представляют собой пространственное распределение типа

$$\chi(r) = \frac{4}{\pi} \chi_0 \frac{1}{m} \cos(k_m r), \quad (26)$$

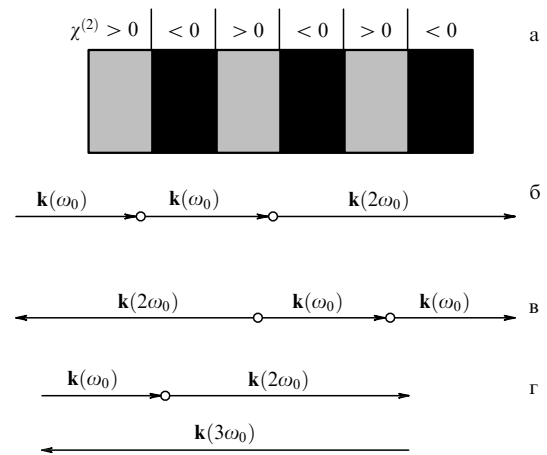


Рис. 12. Конфигурация оптических пучков при генерации гармоник.

где $k_m = 2\pi m/D$ — волновой вектор ПДС, m — период квазисинхронизма.

Линейный рост интенсивности второй гармоники осуществляется за счет такого выбора размера доменов, чтобы на каждой границе между ними происходил сдвиг обобщенной фазы на угол π . Условие так называемого квазисинхронизма для второй гармоники приобретает в этом случае вид

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - k_m = 0. \quad (27)$$

Использование периодических и квазипериодических доменных структур позволило реализовать их три главных преимущества по сравнению с однородно нелинейными структурами.

Во-первых, за счет повышения нелинейного коэффициента качества $\eta = d_{\text{eff}}^2/n_1^2 n_2$ и использования наиболее эффективных нелинейных оптических коэффициентов. Так, для ниобата и танталата лития, обычно используемых в качестве нелинейных элементов, наибольший нелинейный элемент d_{33} фазово не согласуется, и поэтому для преобразования в однородных элементах используются коэффициенты d_{13} или d_{15} . Однако при использовании доменных структур коэффициент d_{33} становится пригодным для фазового согласования, поскольку в этом случае $d_{ij\text{eff}} = k_m d_{ij}$, и коэффициент оптического преобразования возрастает в $(2d_{33}/\pi d_{15})^2$ раз. Степень эффективности применения ПДС представлена в таблице.

Таблица. Нелинейные коэффициенты качества в материалах с однородной нелинейностью и с периодическими доменными структурами

Однородно нелинейные материалы			Периодически нелинейные материалы		
Материал	d_{ij}	$d^2/(n_1^2 n_2)$	Материал	d_{ij}	$d^2/(n_1^2 n_2)$
LiNbO ₃	$d_{15} = 6$	3,4	LiNbO ₃	$d_{33} = 30$	34
KTiOPO ₄	$d_{24} = 4$	2,7	KTiOPO ₄	$d_{33} = 17$	18
LiTaO ₃	$d_{31} = 3$	2,6	LiTaO ₃	$d_{33} = 19$	13

Теоретические положения в дальнейшем получили полное экспериментальное подтверждение. Так, в структурах волноводного типа, сформированных на поверхностях кристаллов LiNbO₃ и KTiOPO₄ и содержащих ПДС с периодом 4–7 мкм, была получена генерация голубого света от перестраиваемых лазерных диодов (770–

1040 нм) [114]. При этом лазерный диод и волноводный преобразователь представляли собой единую структуру. При мощности лазерных диодов 120–150 мВт мощность излучения второй гармоники составляла 25–30 мВт.

Во-вторых, применение доменных структур позволило снять большинство ограничений на частотный и температурный интервалы преобразования в высшие гармоники. За счет использования различных видов нелинейных взаимодействий, особенно для КПДС [115–117], оказалось возможным осуществление многоволнового преобразования во вторую гармонику. Поскольку позиции пиковых значений длин волн второй гармоники при фазовом синхронизме определяются волновым вектором структуры, то для КПДС спектр генерации, представляемый выражением

$$\left(\frac{I}{\lambda}\right)_{mm} = \frac{k_{mm}}{4\pi[n_2(\lambda) - n_1(\lambda)]}, \quad (28)$$

по-видимому, будет ограничен только областью оптической прозрачности материала с периодической структурой.

Действительно, в работе [117] с использованием КПДС в танталате лития была получена генерация второй гармоники от перестраиваемого параметрически лазерного генератора в голубом, зеленом, красном и инфракрасном диапазонах с эффективностью преобразования энергии $\sim 5\%$. Причем спектр генерируемых волн полностью соответствовал расчетным данным (рис. 13).

Сформированные в оксидных сегнетоэлектриках ПДС позволили использовать новые конфигурации распространения оптических пучков (см. рис. 12). Если ранее в однородно нелинейных средах в основном использова-

лась конфигурация, при которой все пучки, участвующие в преобразовании, распространялись в одном направлении (рис. 12б), то в ПДС стали возможными и другие конфигурации, позволяющие генерировать вторую гармонику в пучке, распространяющемся в обратном направлении ко входящему пучку (рис. 12в), и даже генерировать третью гармонику за счет трехволнового взаимодействия $\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$ (рис. 12г) [118, 119].

В-третьих, использование ПДС позволяет значительно повысить быстродействие вследствие сокращения длины взаимодействия волн, что способствует возможности преобразования частот вплоть до фемтосекундного диапазона. Уже сейчас преобразование во вторую гармонику осуществлено для импульсов с длительностью в несколько фемтосекунд [117].

Подобно тому, как диэлектрическая нелинейная восприимчивость является причиной генерации второй и более высоких оптических гармоник, так и нелинейная магнитная восприимчивость, описываемая тензором третьего ранга $\chi_{ijk}(\mu)$, может приводить к возникновению нелинейных оптических эффектов [120]. В частности, преобразование оптического пучка с интенсивностью $I(\omega)$ во вторую гармонику можно представить в виде

$$I(2\omega) = \chi_{ijk}(\mu)I^2(\omega). \quad (29)$$

Генерация второй гармоники была обнаружена при падении лазерного пучка с $\lambda = 800$ нм на слоистую структуру $\text{Co} : \text{Cu} : \text{Co}$ [121]. Был установлен гистерезисный характер зависимости $I(\omega)$ от изменения знака приложенного магнитного поля в пределах ± 15 Э и толщины пленок в пределах 1–25 монослоев, которые можно объяснить перестройкой доменной структуры магнитных слоев.

Теоретическое изучение влияния доменной структуры в магнетиках и сегнетоэлектриках на нелинейные характеристики акустических волн началось еще в 70-е годы [103]. В первую очередь рассматривалось движение доменных границ в магнитном или электрическом поле. Первые эксперименты были выполнены в сегнетоэластиках (сегнетовой соли и молибдате гадолиния) [122], в которых наблюдалась генерация второй гармоники при распространении продольной акустической волны через электрически индуцированную ПДС. Как это и следовало из теоретического рассмотрения, изменение знака спонтанной деформации на границах доменов создавало дополнительный вклад в акустическую нелинейность сегнетоэластика, что проявилось в пропорциональности амплитуды второй гармоники числу доменных границ. Позже начались теоретические и экспериментальные исследования [111, 112] по генерации второй гармоники на ПДС в оксидных сегнетоэлектриках, обладающих большим фоторефрактивным эффектом. Наибольший вклад в акустическую нелинейность вносит концентрационный механизм, обусловленный фотогенерацией подвижных носителей заряда и последующей перезарядкой донорно-акцепторных центров. Этот процесс подробно изложен в [113]. Экспериментально генерация второй акустической гармоники наблюдалась в кристалле ниобата лития при облучении ПДС лазерным импульсом [111] (см. рис. 11).

5.2. Параметрическое преобразование

Оптические параметрические генераторы, предложенные в 1962 г. С.А. Ахмановым и Р.В. Хохловым [123], в наши

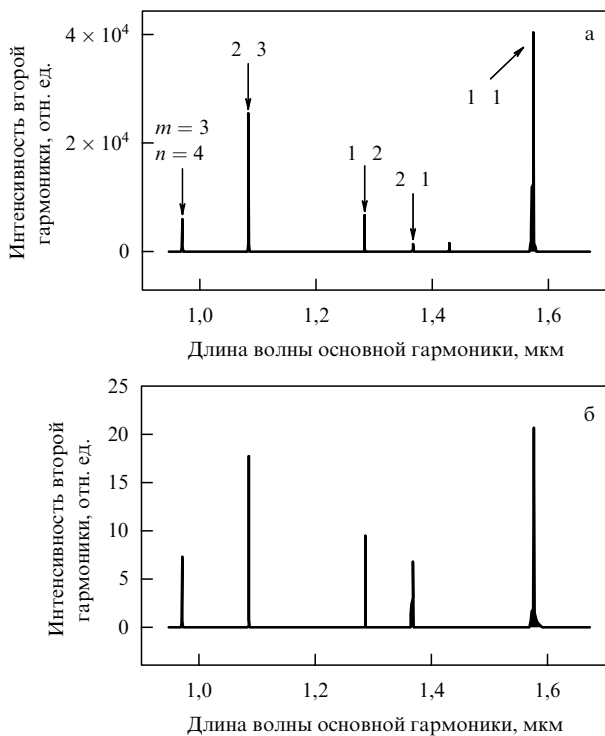


Рис. 13. Спектр второй оптической гармоники, преобразованной на КПДС в танталате лития: (а) расчетный; (б) экспериментальный.

дни нашли широкое применение как источники когерентного излучения в тех частотных диапазонах, для которых пока не созданы лазеры, или требуется широкая перестройка частоты. Ранее при использовании в оптических параметрических генераторах однородно нелинейных сред условие фазового синхронизма

$$\Delta k = k_p - k_1 - k_2 = 0 \quad \text{при} \quad \omega_p = \omega_1 + \omega_2, \quad (30)$$

где k_p, ω_p — волновой вектор и частота поля накачки, $k_1, k_2, \omega_1, \omega_2$ — волновые векторы и частоты параметрически генерируемых колебаний, достигалось необходимым выбором угла синхронизации между k_p и оптическими осями кристалла, температурного интервала или напряженности приложенного электрического поля. Использование ПДС позволило значительно расширить частотные пределы параметрического преобразования без использования углового синхронизма или температурной подстройки [124].

В предположении, что все волновые векторы коллинеарны, условие волнового синхронизма для ПДС при взаимодействии первого порядка имеет вид

$$\Delta k = k_p - k_1 - k_2 - k_m = 0. \quad (31)$$

Как показали расчеты, путем изменения периода ПДС можно в значительных пределах изменять длины волн параметрически генерируемых колебаний (рис. 14). Практически с помощью набора из 25 ПДС, сформированных на одной пластине кристалла ниобата лития, с размерами дискретных периодов от 26 до 32 мкм при длине волны накачки 1,06 мкм была получена параметрическая генерация в диапазоне 1,3–4,8 мкм [125]. Использование ПДС с размерами доменов в 2–4 мкм позволило создать параметрические генераторы с накачкой волной второй гармоники от лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом ($\lambda = 0,53$ мкм) [126].

При условии фазового синхронизма амплитуды генерируемых волн за счет энергии поля накачки постепенно возрастают при распространении вдоль кристалла. При этом само возбуждение волн имеет пороговый характер.

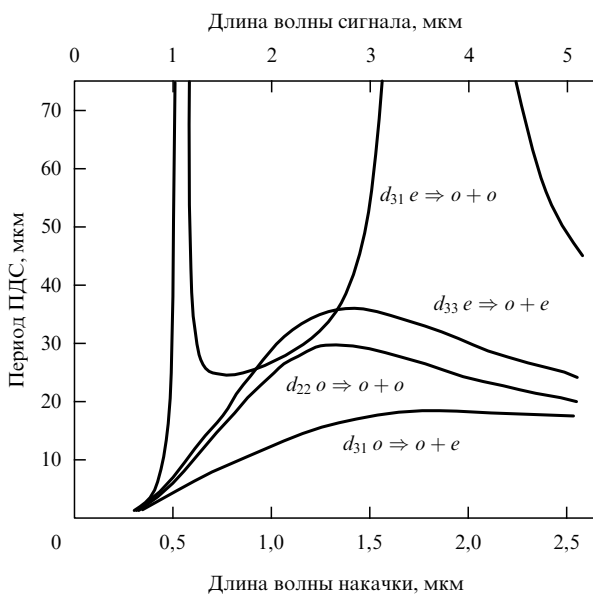


Рис. 14. Соотношение длин волн параметрически генерируемых сигналов и периода ПДС: e — обыкновенный луч, o — необыкновенный луч.

Поскольку пороговая интенсивность накачки определяется в этом случае как

$$I_{th} = \frac{n_p n_1 n_2 \lambda_1 \lambda_2}{8\pi^2 d_{eff}^2 L^2}, \quad (32)$$

где L — длина ПДС, то так же, как при генерации второй гармоники, использование наибольших нелинейных коэффициентов d_{ij} позволяет значительно снижать пороговое значение поля накачки.

В настоящее время параметрическая генерация получена при возбуждении ПДС как непрерывным лазерным пучком [127, 128], так и фемтосекундными лазерными импульсами [129] с эффективностью преобразования в десятки процентов.

Хотя первые работы по созданию оптических параметрических генераторов с использованием ПДС начались только в первой половине 90-х годов, а первые публикации появились в 1994–1995 гг., к моменту написания обзора общее число публикаций, по-видимому, превышает много десятков. Подробная библиография по этой проблеме дана в обзоре [130].

6. Заключение

Следует ожидать, что рассмотренное в обзоре современное состояние исследований по физике доменных состояний и прикладным аспектам применения ПДС в ближайшие годы будет существенно дополнено новыми теоретическими и экспериментальными результатами. Поскольку сейчас основное внимание сфокусировано на использовании ПДС в устройствах нелинейной оптики, то дальнейшие достижения в этой области могут быть связаны как с уменьшением периода ПДС до 0,5–1 мкм, так и с созданием легко перестраиваемых ПДС с переменным шагом (квазипериодических структур). Для этих целей могут быть использованы остросфокусированные оптические пучки [131, 132], электронные пучки или точечные градиенты электрического поля [133]. Полученные в последнее время результаты по генерации третьей оптической гармоники с КПДС позволяют надеяться на успешное продвижение когерентных оптических пучков в ультрафиолетовый диапазон [134]. По-видимому, можно ожидать создания оптических мультиплексных и демultipлексных систем для ввода и вывода в оптический световод сигналов различных длин волн, поскольку первые образцы таких устройств на базе голографических решеток в ниобате лития уже разработаны [135]. Есть положительные примеры генерации высших акустических гармоник с помощью КПДС [99, 100]. Весьма перспективным представляется использование одной ПДС или КПДС для усиления акустооптического взаимодействия в модуляторах при одновременном выполнении условий фазового синхронизма для акустического и оптического пучков.

Возможно, что в ближайшее время будут разработаны способы управления параметрами недавно обнаруженных полосовых доменных структур с размерами порядка нанометров, образованных ориентированными зарядами в частично замещенном манганате лантана [136]. Исследование магнитоупругих взаимодействий в материалах с большим магниторезистивным эффектом [137] указывает на возможность нелинейного преобразования и генерации не только оптических, но и акустических волн.

Следует ожидать появления генераторов высших гармоник и других преобразователей акустических волн на динамически индуцированной доменной структуре в магнетиках с большим магнитоупругим взаимодействием, например в гематите или борате железа.

Однако разработка способов формирования новых ПДС является не только технической задачей. В ПДС микронных и особенно субмикронных размеров могут возникать новые физические эффекты, например, связанные с туннельными переходами свободных зарядов через доменные границы и образованием мезоскопического состояния. Пока эти проблемы даже теоретически мало исследованы [138].

Помимо расширения вклада доменных структур в нелинейную оптику и акустику следует ожидать развития исследований по использованию доменов и ПДС для записи, хранения и обработки сигналов в оптической или акустической форме. В простейшем виде отдельные микродомены с противоположными направлениями поляризации могут рассматриваться как элементы двоичного кода. Всякая совокупность микродоменов в материале может представлять систему для записи информации в голографическом виде.

Для реального осуществления информационных систем на ПДС необходимо ответить на такие вопросы: каковы минимальные размеры устойчивого состояния микро- или нанодоменов? каким образом можно создавать локальную переполаризацию таких доменов? Ответы на эти вопросы могут содержаться только в исследованиях физики доменообразования. Пока такие исследования находятся в начальном состоянии. В первую очередь необходимо более досконально исследовать роль пространственного перераспределения зарядов примесных ионов во внешнем или фотоиндуцированном электрических полях, поскольку, как это предполагается в работах [62, 71, 112, 139], именно этот процесс может играть существенную роль в образовании доменов в ниобате лития и титанате бария.

Как показали предварительные эксперименты, переключение поляризации доменов возможно осуществлять с помощью достаточно маломощных оптических пучков ($I \sim 1 \text{ Вт см}^{-2}$) или акустических пучков в кристаллах с малым коэрцитивным полем, например в титанате бария [140]. Подобным образом в кристаллах с сильным пьезоэффектом пьезоэлектрическое поле может стимулировать возникновение дополнительного количества доменов, пространственная плотность которых будет пропорциональна интенсивности волны.

Возможность записи акустических сигналов на отдельных зернах магнитной или сегнетоэлектрической керамики уже продемонстрирована соответственно в работах [141] и [142]. Причем в обоих случаях считывание записанных сигналов можно осуществлять с помощью акустических или оптических устройств.

Таким образом, опираясь на уже полученные результаты, можно с уверенностью прогнозировать, что в ходе дальнейших исследований будут созданы среды и разработаны физические принципы для записи оптической и акустической информации в аналоговой, цифровой и голографической формах на доменных структурах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 99-02-17593) и Министерства образования Российской Федерации (программа 015 "Фундаментальные исследования выс-

шей школы в области естественных и гуманитарных наук. Университеты России-2000", проект 01.01.55).

Список литературы

1. Armstrong Y, Bloembergen N, Persan P *Phys. Rev.* **127** 1918 (1962)
2. Seavey M H *Proc. IEEE* **53** 1387 (1965)
3. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
4. Gellermann W et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 633 (1994)
5. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
6. Морозов А И, Сигов А С *УФН* **169** 922 (1999)
7. Somekh S, Yarif A *Opt. Commun.* **6** 301 (1972)
8. Гуревич Г Л, Сандлер М С, Чертков Ю С *Радиотехника и электроника* **18** 2609 (1973)
9. Кесених Г Г, Санников Д Г, Шувалов Л А *Кристаллография* **15** 1022 (1970)
10. Ярив А, Юх П *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987)
11. Эшенфельдер А *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов* (М.: Мир, 1983)
12. Miller R C *Phys. Rev. A* **134** 1313 (1964)
13. Aleksandrovskii A L *Laser Physics* **6** 1003 (1996)
14. Чиркин А С, в сб. *Нелинейная оптика Тр. 2-го Всесоюзного симп. по нелинейной оптике* (Под ред. Р В Хохлова и др.) (Новосибирск: Наука, 1968) с. 202
15. Freund I *Phys. Rev. Lett.* **21** 1404 (1968)
16. Reuzin T, Tasson M *Phys. Status Solidi* **37** 119 (1976)
17. Антипов В В и др., в сб. *Материалы XII Всесоюзной конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике, 1983, Саратов Ч. 2* (Саратов: Изд-во Саратов. гос. ун-та, 1983) с. 210
18. Антипов В В и др. *Кристаллография* **30** 734 (1985)
19. Feist A, Koidl P *Appl. Phys. Lett.* **47** 1125 (1985)
20. Feng D et al. *Appl. Phys. Lett.* **37** 607 (1980)
21. Nakamura K, Ando H, Shimizu H *Appl. Phys. Lett.* **50** 1413 (1987)
22. Наумова И И и др., в сб. *Тез. докл. VII Всесоюзной конф. по росту кристаллов Т. 3* (М.: МГУ, 1988) с. 265
23. Huang L, Jaeger N A F *Appl. Phys. Lett.* **65** 1763 (1994)
24. Shaoping L, Eastman J A, Thompson L J *Appl. Phys. Lett.* **70** 2244 (1997)
25. Шур В Я и др. *ФТТ* **41** 1831 (1999)
26. Блястанов А А и др. *Квантовая электроника* **13** 2536 (1986)
27. Wang W et al. *J. Cryst. Growth* **79** 706 (1986)
28. Van der Poel C J, Bierlein J, Brown J B *Appl. Phys. Lett.* **57** 2074 (1990)
29. Zhu Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 1381 (1988)
30. Nacamura K, Shimizu H *Ferroelectrics* **93** 211 (1989)
31. Zhu Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 2278 (1988)
32. Roshchupkin D V et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 164 (1994)
33. Батанова Н Л, Голенищев-Кутузов А В *Акуст. ж.* **43** 545 (1997)
34. Вонсовский С В, Туров Е А, Гребенников В И и др. *Динамические и кинетические свойства магнетиков* (Под ред С В Вонсовского, Е А Турова) (М.: Наука, 1986)
35. Барьяктар В Г, Иванов Б А, Четкин М В *УФН* **146** 417 (1985)
36. Кабыченков А Ф, Шавров В Г *ФТТ* **28** 433 (1986)
37. Ozhogin V I, Preobrazhensky V L *J. Magn. Magn. Mater.* **100** 544 (1991)
38. Гуляев Ю В, Дикштейн И Е, Шавров В Г *УФН* **167** 735 (1997)
39. Четкин М, Лыков В *Письма в ЖЭТФ* **52** 868 (1990)
40. Нагаев Э Л *УФН* **166** 833 (1996)
41. Zhu Y, Ming N *Phys. Rev. B* **42** 3676 (1990)
42. Zhu S et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 2752 (1997)
43. Janot C *Quasicrystals: a Primer* (Oxford: Clarendon Press, 1992)
44. Кузьминов Ю С *Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением* (М.: Наука, 1982)
45. Merz W *Phys. Rev.* **95** 690 (1954)
46. Kovalevich V, Shuvalov L, Volk T *Phys. Status Solidi A* **45** 249 (1978)
47. Mizuuchi K, Yamamoto K *Appl. Phys. Lett.* **66** 2943 (1995)
48. Chao S et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1066 (1995)
49. Wang H E et al. *Appl. Phys. A* **65** 437 (1997)
50. Zhu S et al. *J. Appl. Phys.* **77** 5481 (1995)
51. Webjorn J et al. *Electron. Lett.* **30** 884 (1994)
52. Евланова Н Ф и др., в сб. *Тез. докл. XV Всероссийской конференции по физике сегнетоэлектриков* (Ростов-на-Дону, 1999) с. 59
53. Kugel V D, Rosenman G *Appl. Phys. Lett.* **65** 2398 (1994)
54. Gupta M C, Kozlovsky W, Nutt A C G *Appl. Phys. Lett.* **64** 3210 (1994)

55. Ashkin A et al. *Appl. Phys. Lett.* **9** 72 (1966)
56. Günter P, Huignard J-P *Photorefractive Materials and Their Application* (Berlin: Springer-Verlag, 1988–1989)
57. Петров М П, Степанов С И, Хоменко А В *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб.: Наука, 1992)
58. Владимирцев Ю В, Голенищев-Кутузов А В *Письма в ЖТФ* **9** 910 (1983)
59. Kuchtarev N V et al. *Ferroelectrics* **22** 949 (1979)
60. Пятаков П А *Акуст. ж.* **27** 919 (1981)
61. Williams B F, Burke W J, Staebler D L *Appl. Phys. Lett.* **28** 224 (1976)
62. Micheron F, Bismuth G *Appl. Phys. Lett.* **20** 79 (1972)
63. Cudney R S et al. *Appl. Phys. Lett.* **63** 3399 (1993)
64. Qiao Y et al. *Opt. Lett.* **18** 1004 (1993)
65. Cudney R S et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3883 (1994)
66. Bekker A et al. *Appl. Phys. Lett.* **72** 3121 (1998)
67. Cudney R S, Garcés-Chavez V, Negrete-Regagnon P *Opt. Lett.* **22** 439 (1997)
68. Lemesko V, Obukhovskiy V *Ferroelectrics* **174** 249 (1995)
69. Батанова Н Л, Голенищев-Кутузов А В, Калимуллин Р И *Изв. РАН. Сер. физическая* **62** 384 (1998)
70. Matull R, Rupp R J. *Phys. D* **21** 1556 (1988)
71. Mazur A, Schirmer O F, Mendricks S *Appl. Phys. Lett.* **70** 2395 (1997)
72. Berg N J, Udelson B J, Lee J N *Appl. Phys. Lett.* **31** 555 (1977)
73. Чабан А А *Акуст. ж.* **29** 837 (1983)
74. Владимирцев Ю В, Голенищев-Кутузов А В, Голенищев-Кутузов В А *Акуст. ж.* **41** 359 (1995)
75. Аракелян В, Аветилян А, в сб. *Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по акустике* (М.: АКИН, 1991) с. 109
76. Roshchupkin D V, Brunel M *Appl. Phys. Lett.* **63** 305 (1993)
77. Быстров О В, Голенищев-Кутузов А В *Письма в ЖЭТФ* **61** 128 (1995)
78. Голенищев-Кутузов А В, Калимуллин Р И *Письма в ЖТФ* **23** 34 (1997)
79. Zhu Y, Ming N, Jiang W *Phys. Rev. B* **40** 8536 (1989)
80. Dulea M, Severin M, Riklund R *Phys. Rev. B* **42** 3680 (1990)
81. Zhu Y, Ming N J. *Phys. Condens. Matter* **4** 8073 (1992)
82. Филиппов Б Н, Танкеев А П *Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой* (М.: Наука, 1987)
83. Шамсутдинов М А и др. *ФММ* **88** 33 (1999)
84. Kabychenkov A, Shavrov V, in *Proc. World Congress on Ultrasonic* (Berlin, 1995) p. 371
85. Авакян А и др. *ФТТ* **33** 1792 (1991)
86. Bogdanova Kh, Golenishchev-Kutuzov V, in *Proc. Intern. Symp. on Acoustoelectronics* (Moscow, 1996) p. 48
87. Александровский А Л и др. *ЖТФ* **50** 1351 (1980)
88. Morimoto A et al., in *Proc. Conf. on Laser and Electrooptics* (CLEO-94) p. 21
89. Cheng J *Proc. SPIE* **2700** 73 (1996)
90. Есаян С Х, Леманов В В, Смоленский Г А *ДАН СССР* **217** 83 (1974)
91. Кессених Г Г, Шувалов Л А *Изв. АН СССР. Сер. физическая* **48** 1168 (1984)
92. Gorkunova A, Shuvalov A, in *Theses of 4th Intern. Symp. on Surface Waves in Solids* (St. Petersburg, 1998) p. 36
93. Shuvalov A L, Gorkunova A S *Phys. Rev. B* **59** 9070 (1999)
94. Белов В В, Сердобольская О Ю, Сучкова М А *ФТТ* **26** 556 (1984)
95. Quates D, Gottschalk P *Appl. Phys. Lett.* **46** 1125 (1985)
96. Tourlog A, Achenbach J, Kushibiki J J. *Appl. Phys.* **81** 6616 (1997)
97. Белов В В, Сердобольская О Ю *ФТТ* **26** 2624 (1984)
98. Пятаков П А *Акуст. ж.* **28** 398 (1982)
99. Cheng S *Ferroelectrics* **173** 133 (1996)
100. Chen Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 592 (1997)
101. Митин А В, Тарасов В А *ЖЭТФ* **72** 793 (1977)
102. Туров Е А, Луговой А А *ФММ* **50** 903 (1980)
103. Луговой А А, Туров Е А *ФТТ* **23** 2653 (1981)
104. Bogdanova Kh et al., in *Proc. World Congress on Ultrasonic* (Berlin, 1995) p. 363
105. Лямшев Л М *УФН* **135** 637 (1981)
106. Карабутов А А *УФН* **147** 605 (1985)
107. Дмитриев В Н, Кудрявцев В Н, Пятаков П А *Письма в ЖТФ* **8** 502 (1982)
108. Зеленская Т Е, Шандаров С М *ДАН СССР* **289** 600 (1986)
109. Пятаков П А *Акуст. ж.* **34** 621 (1988)
110. Петров М П и др. *Письма в ЖТФ* **24** 11 (1998)
111. Голенищев-Кутузов А В, Голенищев-Кутузов В А, Калимуллин Р И *Акуст. ж.* **46** 185 (2000)
112. Golenishchev-Kutuzov A V et al. *Proc. SPIE* **3239** 312 (1997)
113. Пятаков П А *Акуст. ж.* **42** 840 (1996)
114. Webjorn J et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-33** 1673 (1997)
115. Гречин С Г, Дмитриев В Г, Юрьев Ю В *Квантовая электроника* **26** 155 (1999)
116. Гречин С Г, Дмитриев В Г *Квантовая электроника* **26** 151 (1999)
117. Zhu S et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 2752 (1997)
118. Wang S et al. *Opt. Lett.* **23** 1833 (1998)
119. Ding Y et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-34** 966 (1998)
120. Звездин А К, Котов В А *Магнитооптика тонких пленок* (М.: Наука, 1988)
121. Wierenga H et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1462 (1995)
122. Зарембо Л К, Морозова Г П, Сердобольская О Ю *ФТТ* **28** 3213 (1986)
123. Ахманов С А, Хохлов Р В *УФН* **88** 439 (1966)
124. Goldberg L et al. *Opt. Lett.* **20** 1280 (1995)
125. Myers L E et al. *J. Opt. Soc. Am.* **12** 2102 (1995)
126. Pruneri V et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 2631 (1995)
127. Batchko R G et al. *Opt. Lett.* **23** 168 (1998)
128. Garashi A et al. *Opt. Lett.* **23** 1739 (1998)
129. Kartaloglu T et al. *Opt. Lett.* **23** 61 (1998)
130. Myers L E, Bosenberg W P *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-33** 1663 (1997)
131. Golenishchev-Kutuzov V A, Migachev S A, Rez J S *Crystal Research Tech.* **21** 422 (1986)
132. Chen K *Appl. Phys. A* **65** 517 (1997)
133. Фрегатов С О, Шерман А В *ФТТ* **41** 510 (1999)
134. Liu X et al. *Phys. Rev. B* **58** 12782 (1998)
135. Breer S, Buse K *Appl. Phys. B* **66** 339 (1998)
136. Chen C H, Cheong S W, Hwang H Y J. *Appl. Phys.* **81** 4326 (1997)
137. Szymczak H J. *Appl. Phys.* **81** 5411 (1997)
138. Sa de Melo C A R *Phys. Rev. B* **54** 5829 (1996)
139. Breer S, Buse K, Rickermann F *Opt. Lett.* **23** 73 (1998)
140. Grubsky V, MacCormac S, Feinberg J *Opt. Lett.* **21** 6 (1996)
141. Бондаренко В С и др. *ЖТФ* **60** 123 (1990)
142. Чабан А А и др. *Акуст. ж.* **37** 1044 (1991)

Induced domains and periodic domain structures in electrically and magnetically ordered materials

A.V. Golenishchev-Kutuzov, V.A. Golenishchev-Kutuzov, R.I. Kalimullin

Kazan' State Power Institute

ul. Krasnosel'skaya 51, 420066 Kazan', Russian Federation

Tel. (7-8432) 43-86 73. Fax (7-8432) 43-86 34

E-mail: adm@kspei.kcu.ru

The current status of studies on the formation of domain structures is reviewed. Various methods of ferroelectric and magnetic domain formation are discussed, including putting single crystals to electric, magnetic, optical, and acoustic fields as well as exposing them to a thermal anneal or changing their chemical composition. It is demonstrated that the realization of induced domain structures has already led to new frequency multiplication and ultrasound generation methods as well as to those for the parametric transformation of acoustic and optical beams.

PACS numbers: 42.65.Hw, **68.25.+j**, 78.50.Ei, **75.80.+q**

Bibliography — 142 references

Received 21 February 2000, revised 28 April 2000