

# СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ

Э. В. БУРСИАН

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург

## FERROELECTRICS IN NONLINEAR OPTICS

E. V. BURSIAN

*Nonlinear interaction of light with a medium and the reasons of the use of ferroelectrics in nonlinear optics are described. In the first place, the problem of the phase synchronization of secondary waves during the frequency transformation, and the use of space structures created for this purpose in ferroelectric crystals, are discussed.*

*Рассмотрены нелинейное взаимодействие света со средой и причины использования сегнетоэлектриков в нелинейной оптике. Основное внимание уделено проблеме синхронизации фаз вторичных волн при преобразовании частоты и использованию периодических пространственных структур, создаваемых с этой целью в сегнетоэлектрических кристаллах.*

[www.issep.rssi.ru](http://www.issep.rssi.ru)

## ВВЕДЕНИЕ

О сегнетоэлектриках, например о кристаллах титаната бария  $\text{BaTiO}_3$  или ниобата лития  $\text{LiNbO}_3$ , в “Соросовском Образовательном Журнале” уже были помещены статьи [1, 2]. В этих кристаллах диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  очень велика (в тысячи раз больше, чем в обычных диэлектриках). Это означает, что заряды в решетке такого кристалла под действием электрического поля смещаются в пределах элементарной ячейки на большие расстояния (кристаллы обладают большой поляризуемостью). Величина  $\epsilon$  сильно зависит от температуры и при охлаждении до некоторой температуры достигает максимума, а при дальнейшем охлаждении начинает убывать. При этой температуре, называемой температурой перехода, происходит фазовое превращение в сегнетоэлектрическую фазу. В этой фазе в некотором направлении самопроизвольно, то есть при отсутствии внешнего электрического поля, устанавливается поляризация, которая называется спонтанной [1, 2]. Такая поляризация может быть переброшена электрическим полем в другое, например противоположное, направление (процесс переключения).

Микроскопическая модель сегнетоэлектрика была построена В.Л. Гизбургом, П. Андерсеном и В. Кокреном (теория ГАК). Согласно этой теории, в таких кристаллах ионы колеблются с частотой, заметно меньшей, чем в обычном твердом теле (лучше говорить о частоте волн и фонах, соответствующий тип колебаний называется мягкой модой). Происходит это потому, что для некоторых ионов или групп ионов величина возвращающей силы при отклонениях от положения равновесия в определенной области температур становится очень малой (короткодействующие силы почти уравниваются дальнедействующими), амплитуда колебаний – очень большой. При температуре перехода отклонившиеся ионы вообще не возвращаются в положение равновесия, решетка застывает в поляризованном состоянии даже при отсутствии внешнего электрического поля, возникает спонтанная поляризация. Для нас важно, что элементарная ячейка кристаллической решетки при этом становится сильно асимметричной.

## О НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТА СО СРЕДОЙ

Электромагнитная волна, падая на диэлектрик, своим электрическим полем  $E_1$  (рис. 1, а) вызывает вынужденные колебания электронов. Электрон, отклоняясь от положения равновесия на расстояние  $x$  и оставляя после себя положительный заряд, создает диполь  $p = ex$ , где  $e$  – заряд электрона. Суммарный дипольный момент единицы объема (поляризация  $P$ ), таким образом, пропорционален  $x$ . В линейном диэлектрике  $x \sim E_1$ , а следовательно, поляризация  $P$  пропорциональна  $E_1$ , и если  $E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t)$ , то и  $P \sim \cos(\omega_1 t)$ . Переменная поляризация  $P$  рождает вторичную волну  $E_2$  той же частоты (см. рис. 1, а). Однако  $x \sim E_1$  есть следствие того, что частица колеблется в потенциальном поле  $U = kx^2/2$  и возвращающая сила  $F_{\text{возвр}} = -dU/dx = -kx$ . Но так будет только при небольших отклонениях  $x$ .

При больших амплитудах  $U(x)$  – более сложная функция (рис. 2), которую можно представить в виде ряда

$$U(x) = \frac{kx^2}{2} + \frac{qx^3}{3} + \frac{sx^4}{4} + \dots \quad (1)$$

Возвращающая сила при этом

$$F_{\text{возвр}} = -\frac{\partial U}{\partial x} = -kx - qx^2 - sx^3.$$

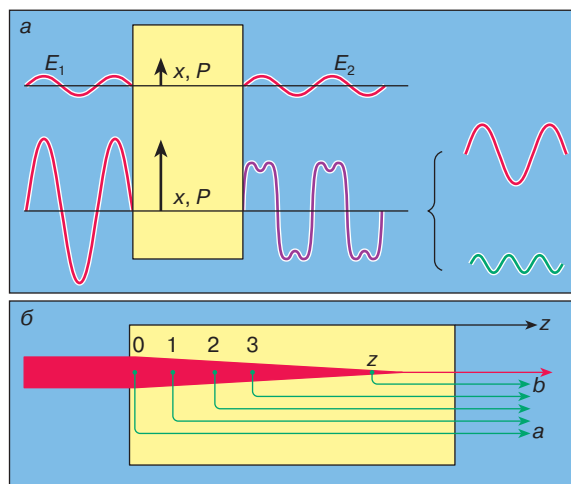
При взаимодействии со светом обычных интенсивностей отклонения  $x$  очень малы, и членами с  $x^3$  и  $x^4$  можно пренебречь. Но нелинейная оптика имеет дело с большими  $E_1$  и большими  $x$ . В результате и  $P$  – более сложная функция  $E_1$ :

$$P = \chi^{(1)} E_1 + \chi^{(2)} E_1^2 + \chi^{(3)} E_1^3 + \dots \quad (2)$$

Это и приводит к рождению вторичных волн удвоенной (из тригонометрии известно, что  $\cos^2 \omega t = (1 + \cos 2\omega t)/2$ ), утроенной и т.д. частоты (см. рис. 1, а). Если  $E_1$  состоит из нескольких волн разной частоты, то из (2) следует возможность получения суммарной частоты, а также параметрических процессов, при которых частота может быть понижена [3].

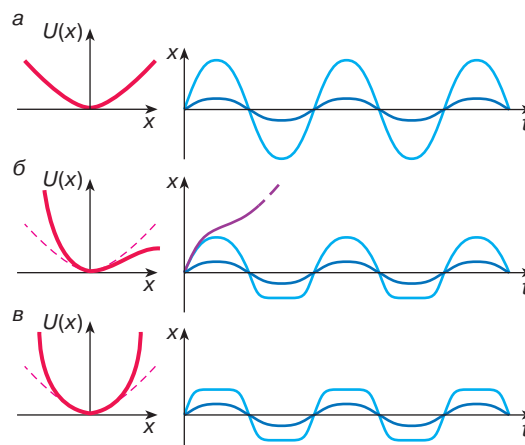
Для сегнетоэлектриков с большой поляризуемостью отклонения  $x$  много больше, чем для обычных кристаллов, а следовательно, и амплитуды таких волн преобразованной частоты тоже больше. Это первая причина, почему сегнетоэлектрики используются в нелинейной оптике. Но есть и другие.

При генерации второй гармоники интенсивность волны на выходе, как видно из (2), будет пропорциональна величине коэффициента  $\chi^{(2)}$ . Этот коэффициент связан с  $q$  в уравнении (1), который характеризует



**Рис. 1.** Преобразование частоты в нелинейном кристалле (а) и необходимость синхронизации вторичных волн (б)

степень асимметрии потенциальной ямы для колеблющегося электрона. Установление спонтанной поляризации в сегнетоэлектрике деформирует распределение плотности заряда в кристаллической ячейке и делает яму для электрона сильно асимметричной (рис. 2, б). Поэтому сегнетоэлектрик со спонтанной поляризацией много эффективнее преобразует частоту излучения, чем другие кристаллы. Это вторая причина, по которой сегнетоэлектрики – ценный материал для нелинейной оптики.



**Рис. 2.** Колебания частицы при различной форме потенциального рельефа: а – гармонические колебания при  $q = s = 0$ ; б – асимметричный потенциал,  $q \neq 0, s = 0$ ; в – симметричный потенциал, но ящик имеет более крутые стенки при больших  $x$ , случай  $q = 0, s \neq 0$ . Справа показаны колебания в этих случаях при различных амплитудах

Есть еще и иные причины, однако этот вопрос более сложен и требует понимания явления, которое называется синхронизацией фаз вторичного излучения.

## СИНХРОНИЗАЦИЯ ФАЗ ПРИ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим преобразование инфракрасного света частотой  $\omega$  и с длиной волны  $\lambda_1 = 1,06$  мкм, получаемого от наиболее широко распространенного мощного лазера АИГ : Nd, в излучение удвоенной частоты  $2\omega$  с  $\lambda_2 = 0,53$  мкм (зеленый свет, рис. 1, б, инфракрасный свет условно показан красным). В точке  $z = 0$  рождается зеленая волна и идет в том же направлении. В точках 1, 2, 3, ... и в произвольной точке  $z$  тоже рождаются зеленые волны. Все эти волны должны встречаться в фазе, иначе они, интерферируя, не будут усиливать друг друга. Уравнения волн  $a$  и  $b$

$$E_{2a} = E_{02a} \cos \left[ 2\omega \left( t - \frac{z}{v_{2\omega}} \right) \right],$$

$$E_{2b} = E_{02b} \cos \left[ 2\omega \left( t - \frac{z}{v_{2\omega}} \right) \right].$$

Здесь заключенное в квадратные скобки – фазы этих волн, а дроби в круглых – времена распространения их от точки 0 до точки  $z$ . Волна  $a$  рождается в точке 0 и идет до точки  $z$  со скоростью  $v_{2\omega}$ . Волна  $b$  рождается в точке  $z$  только тогда, когда инфракрасный свет дойдет до нее со своей скоростью  $v_\omega$ . Разность фаз между ними

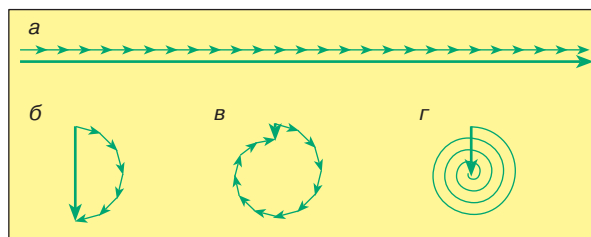
$$2\omega \left( \frac{z}{v_{2\omega}} - \frac{z}{v_\omega} \right) = \frac{2\omega z}{c} (n_{2\omega} - n_\omega). \quad (3)$$

Она равна нулю, только если  $v_{2\omega} = v_\omega$  или  $n_{2\omega} = n_\omega$ , где  $n_{2\omega}$ ,  $n_\omega$  – показатели преломления для соответствующих частот.

Если ввести понятие волнового вектора  $\vec{k}$ , чья абсолютная величина  $k = 2\pi/\lambda$ , то  $k_\omega = \omega/v_\omega$ ,  $k_{2\omega} = 2\omega/v_{2\omega}$  и для синхронизации (совпадения фаз, phase matching), как видно из (3), должно выполняться  $2k_\omega = k_{2\omega}$  или в векторной форме  $\vec{k}_\omega + \vec{k}_\omega = \vec{k}_{2\omega}$ . Умножив это на  $\hbar$ , видим, что требование синхронизации фаз на квантовом языке означает необходимость соблюдения закона сохранения импульса фотонов:

$$\hbar \vec{k}_\omega + \hbar \vec{k}_\omega = \hbar \vec{k}_{2\omega}.$$

Однако всегда имеет место дисперсия (зависимость  $n$  от частоты), так что это трудно обеспечить. В результате колебания складываются с разными фазами. Анализ результата удобно делать с помощью векторной диаграммы, учитывая, что каждая следующая волна несколько запаздывает по фазе. На рис. 3 на диа-



**Рис. 3.** Результаты сложения колебаний от вторичных волн  $E_{2\omega}$ , получаемых в разных точках  $z$ :  $a$  – при полной синхронизации слагаемых волн,  $b$ – $г$  – при отсутствии синхронизма; диаграмма  $b$  соответствует точке  $z = l_c$ ,  $b$  – точке  $z = 2l_c$ ,  $г$  – результат при  $z \gg l_c$

граммах  $b$ ,  $в$  и  $г$  показано, как колебания в волнах, родившихся в разных точках  $z$ , складываются с учетом накапливающейся разности фаз. Суммирование (точнее, интегрирование) волн  $E_{2\omega}$ , полученных в разных точках  $z$ , удобно вести на комплексной плоскости. В результате имеем

$$E_{2\omega}(z) \approx \int_0^z \chi^{(2)} E_{\omega,0}^2 \exp(iqz) dz$$

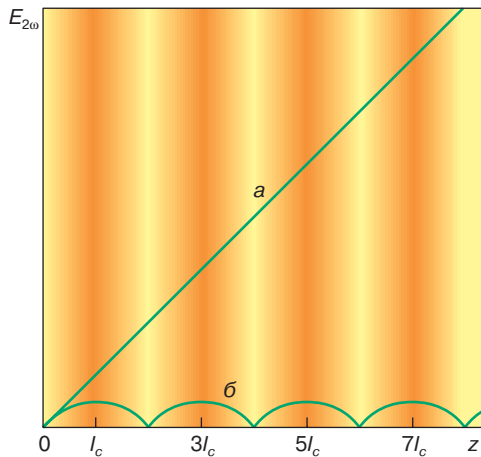
и для интенсивности  $I_{2\omega} \sim E_{2\omega} \cdot E_{2\omega}^*$  получается выражение

$$I_{2\omega} \sim \frac{4}{q^2} \sin^2 \frac{qz}{2}.$$

Сначала при малых  $z$  волны  $2\omega$ , родившиеся в разных точках, усиливают друг друга, и энергия волны  $\omega$  постепенно перекачивается в энергию волны  $2\omega$ , амплитуда которой растет. Максимальная амплитуда достигается на расстоянии  $z$ , называемом когерентной длиной  $l_c$ . Затем при  $z > l_c$  разность фаз увеличивается, и эффективность преобразования начинает падать, начинается обратная перекачка, и волна  $2\omega$  ослабевает. Вдоль  $z$  это повторяется периодически с пространственным периодом  $\Lambda = 2l_c$  (рис. 4) и амплитуда  $E_{2\omega}$  никогда не достигает больших значений. Случай  $a$  на рис. 4 соответствует диаграмме  $a$  на рис. 3, а случай  $b$  на рис. 4 – диаграммам  $b$ ,  $в$  и  $г$  на рис. 3.

Необходимо сделать так, чтобы амплитуда вторичной волны росла пропорционально пройденному расстоянию, то есть реализовать ситуацию  $a$  на рис. 3 и 4. Существует несколько методов обеспечения волнового синхронизма. Рассмотрим только два.

**Естественный синхронизм** основан на двойном лучепреломлении. Несмотря на то что, согласно теории дисперсии (при нормальной дисперсии),  $n_{2\omega}$  для волны с определенным типом колебаний всегда больше  $n_\omega$ , может оказаться, что значение  $n_{2\omega}$  для необыкновенного



**Рис. 4.** Изменение амплитуды второй гармоники с расстоянием при волновом синхронизме (а) и его отсутствии (б). Оранжевым показаны слои, которые образуются в местах, где амплитуда максимальна

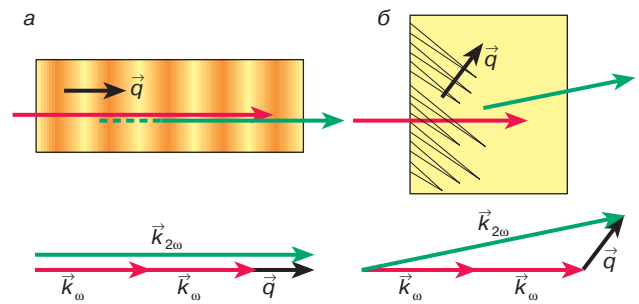
луча будет равно  $n_\omega$  для обыкновенного луча [3]. Правда, это может реализоваться только в некотором направлении в кристалле. Кристалл, который используется для преобразования частоты, приходится поворачивать относительно луча до тех пор, пока не возникнет мощная генерация. Этот случай получил название естественного синхронизма. Однако во многих кристаллах дисперсия так велика, что естественный синхронизм отсутствует.

**Использование периодических структур для синхронизации фаз.** Периодическую пространственную структуру, например дифракционную решетку с периодом  $d$ , можно представить как застывшую волну с длиной волны  $\Lambda = d$  или волновым вектором  $|\vec{q}| = 2\pi/\Lambda$ . Если создать в кристалле, где происходит преобразование частоты, решетку с периодом  $\Lambda$ , то рассогласование фаз, то есть то обстоятельство, что  $|\vec{k}_\omega| + |\vec{k}_\omega| < |\vec{k}_{2\omega}|$ , теперь можно компенсировать:

$$\vec{k}_\omega + \vec{k}_\omega + \vec{q} = \vec{k}_{2\omega}.$$

На рис. 5 показаны способы обеспечения синхронизма с помощью пространственных структур. Такие структуры создают разными методами, например периодическим вводом примесей при выращивании кристалла или нанесением на поверхность кристалла большого числа периодически расположенных электродов, на которые подается напряжение. За счет электрооптического эффекта в соответствующих местах меняется показатель преломления.

В качестве периодической структуры в сегнетоэлектриках часто используют доменную структуру (рис. 5, б).



**Рис. 5.** Использование структур для синхронизации, коллинеарный случай (а) и неколлинеарный (б). В последнем случае волна удвоенной частоты распространяется под углом к направлению распространения волны накачки

Это третья причина, почему именно сегнетоэлектрики перспективны в нелинейной оптике. Но есть и еще одна.

### ФОТОРЕФРАКЦИЯ КАК СПОСОБ СОЗДАНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Под действием света может меняться показатель преломления среды, явление, получившее название фоторефракции. Фоторефракция используется для записи голограмм в объеме кристалла. Известно, что голография – это способ записи световой волны за счет интерференции двух волн. При записи в местах, где получаются интерференционные максимумы, образуются участки или полосы с измененным показателем преломления. В результате создается более или менее сложная система решеток в среде. Затем одну из волн можно восстановить с помощью другой, осуществив дифракцию этой волны на созданной системе решеток.

В сегнетоэлектриках фоторефракция особенно велика в соответствии с интересным явлением, открытым П.М. Меднисом, В.М. Фридкиным с сотрудниками и А. Глассом, которое заключается в том, что при освещении кристалла, не имеющего центра симметрии (например, сегнетоэлектрика с установившейся спонтанной поляризацией), в кристалле возникает ток, направление которого определяется направлением спонтанной поляризации (фотогальванический ток). Сначала казалось, что возникновение тока связано с асимметричным рассеянием электронов проводимости на примесях, но затем было показано, что ток возникает и в чистом кристалле как следствие квантовых межзонных переходов при наличии спонтанной поляризации. Такой неклассический ток был назван межзонным, недиагональным или когерентным [4].

При освещении участка кристалла на этом участке возникают фотоэлектроны, которые затем когерентным током переносятся в темный участок. Получаются

слои, заряженные противоположными знаками. Между слоями возникает электрическое поле, а под действием этого поля за счет электрооптического эффекта меняется показатель преломления. Так образуются решетки, необходимые для записи голограмм.

Фоторефрактивный эффект в сегнетоэлектриках используется для запоминания образов, сверхбыстрой обработки двумерной информации, создания логических элементов для оптических компьютеров будущего, для создания сопрягающих зеркал, обращающих волновой фронт, и т.д. В частности, можно использовать его и для записи решеток, обеспечивающих волновой синхронизм. В этом случае периодическую структуру создают в кристалле, где совершается преобразование волн, за счет интерференции света от вспомогательного лазера или какими-либо другими способами.

Фоторефрактивный механизм записи структур оказался очень эффективным, и это можно считать четвертой причиной широкого применения сегнетоэлектриков в современной, в том числе нелинейной, оптике.

### КАК БЫЛ СДЕЛАН СИНИЙ ЛАЗЕР

Большой коэффициент полезного действия имеют полупроводниковые лазеры, рассчитанные на излучение только инфракрасного или красного света. Они широко используются как миниатюрные источники в световодных сетях для передачи информации. В то же время приемники излучения более чувствительны в синей области. Кроме того, чем выше несущая частота, тем больше информации можно передать по оптическому волокну в единицу времени. Так возникла задача создания миниатюрного синего полупроводникового лазера.

Совсем недавно такой лазер был создан. Это комбинация обычного красного (или инфракрасного) полупроводникового лазера со вставкой из удваивающего частоту кристалла, в котором создана периодическая структура для синхронизации фаз. Затем эта волна удвоенной частоты направляется в световод. Структура получается при выращивании за счет модуляции состава или созданием регулярного доменного рисунка.

### АВТОСИНХРОНИЗАЦИЯ ВОЛН

Недавно был обнаружен еще один механизм синхронизации, который замечателен тем, что не требует искусственного создания структур [5]. Как сказано выше (см. рис. 4), на расстояниях, кратных  $\Lambda = 2l_c = 2\pi/(k_{2\omega} - 2k_\omega)$ , амплитуда вторичной волны максимальна. В каждой такой точке  $z$  под действием мощного света ме-

няются свойства среды, причем не только показатель преломления или восприимчивость первого порядка  $\chi^{(1)}$  (фоторефрактивный эффект), но и восприимчивость второго порядка  $\chi^{(2)}$  (фоторефрактивный эффект второго порядка ФР2). Образуется наведенная структура  $\chi^{(2)}(z)$ , период которой также будет  $\Lambda = 2l_c$ . Индуцированная структура оказывается в точности такой, какая нужна для синхронизма, то есть обеспечивает накопление мощности второй гармоники несмотря на отсутствие синхронизма в исходном кристалле. Таким образом, рождающаяся волна  $2\omega$  сама создает в квадратичной среде рельеф  $\chi^{(2)}(z)$ , необходимый для распространения с накоплением мощности.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение сегнетоэлектриков в нелинейной оптике вдохнуло новую жизнь в теперь уже довольно старый раздел физики диэлектриков. Отсюда резко возросло количество работ в этой области. Естественно, в краткой статье удалось пояснить только некоторые основные идеи бурно развивающегося направления, которое в ближайшие годы, по-видимому, коренным образом повлияет на развитие нелинейной оптики и новые методы сверхбыстрой передачи и обработки информации.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Струков Б.А. Сегнетоэлектричество в кристаллах и жидких кристаллах // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 4. С. 81–89.
2. Сидоркин А.С. Доменная структура и процессы переключения в сегнетоэлектриках // Там же. 1999. № 8. С. 103–109.
3. Слабко В.В. Нелинейное преобразование частоты // Там же. № 5. С. 105–111.
4. Бурсиан Э.В., Гириберг Я.Г. Когерентные эффекты в сегнетоэлектриках. М.: Прометей, 1989. 197 с.
5. Бурсиан Э.В., Рычгорский В.В. Автосинхронизация волн при генерации второй гармоники в сегнетоэлектрике // Изв. АН. Сер. физ. 2000. Т. 64, № 6. С. 1129–1131.

*Рецензент статьи* Б.А. Струков

\* \* \*

Эрик Викторович Бурсиан, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физической электроники Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена, заслуженный деятель науки и техники РФ. Область научных интересов – физика сегнетоэлектриков, нелинейная оптика. Автор и соавтор двух монографий и около 200 других печатных работ. Автор нескольких учебных пособий для вузов.