

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ СРЕД С ЛОКАЛЬНЫМ ОТКЛИКОМ В НЕЗАМКНУТЫХ РЕЗОНАТОРАХ

А.П.Мазур, А.Д.Новиков, С.Г.Одулов,
М.С.Соскин

Получена стационарная генерация при встречном четырехволновом взаимодействии в схеме двустороннего зеркала и в петлевой схеме в кристалле ниобата лития, легированном железом. Выполнен расчет, показывающий возможность генерации в среде с локальным нелинейным откликом при отстройке генерационных волн от волн накачки по углу и по частоте. Обсуждается возможность обращения волнового фронта в схеме двустороннего зеркала за счет дополнительного смещения по частоте одной из волн накачки.

Исследования вырожденных по частоте четырехволновых взаимодействий, выполненные в последнее десятилетие показали возможность осуществления генерации в незамкнутых резонаторах: полуоткрытом линейном, петлевом, типа "кошачьего" обращателя¹ и без резонатора вообще, в схемах двусторонних обращающих зеркал². Принято считать, что необходимым условием стационарной генерации для таких схем является наличие чисто нелокального нелинейного отклика³, т.е. пространственный сдвиг фазовой решетки в кристалле по отношению к записывающей интерференционной картине¹⁾.

В настоящей статье сообщается о первом наблюдении стационарной генерации в схеме двустороннего обращающего зеркала и в петлевой схеме в фоторефрактивном кристалле с локальным нелинейным откликом и приведены результаты расчета, показывающие возможность генерации в любой среде с локальным откликом при: (1) угловой отстройке генерационной волны, восстанавливающей фазовый синхронизм, и (2) снятию вырождения по частоте.

Генерация была получена в схемах, изображенных на рис. 1, при использовании одномодового по поперечному индексу непрерывного излучения аргонового либо гелий-кадмиевого лазеров. Вектор электрического поля волн накачки (4 и 2) и генерационных волн (3 и 1) колебался в плоскости рисунка; в этой же плоскости лежала оптическая ось кристалла. Образцы ниобата лития с примесью железа Y -среза имели размеры $6 \times 6 \times 3$ мм; для накачки использовались нерасширенные лазерные пучки.

В схеме двустороннего зеркала (рис. 1а) волны накачки 4 и 2, симметричные к оси z , формировались от двух независимых лазеров. Со стороны $z = l$ вплотную к кристаллу прижимался диффузор, увеличивавший расходимость волны 2 внутри кристалла до 3° . В таких условиях по прошествии 10 мин. появлялись генерационные пучки 1 и 3, как следствие дифракции волн 2 и 4 на самопроизвольно возникшей в кристалле пропускающей фазовой решетке. В кинетике развития генерации наблюдался длительный предпороговый этап, интенсивный пичок в момент возникновения генерации и переход к квазистационарному состоянию. Дифракционная эффективность решетки в стационарном режиме составляла доли процента.

Угловые расходимости волны (3) и прошедшей сквозь аберратор волны (1) были примерно одинаковы и составляли $15'$ в плоскости схождения пучков и приблизительно в три–четыре раза больше в перпендикулярной плоскости. Таким образом, генерируемая волна 1 после компенсации (прохода через аберратор) хотя и не восстанавливается до исходного значения расходимости волны 2, но оказывается на порядок меньше по расходимости по сравнению с волной 2 внутри кристалла.

Каждая из генерируемых волн распространялась не строго во встречном направлении по отношению к волне накачки: угловая расстройка $\Delta\theta$ увеличивалась по мере приближения к

1) Нестационарная генерация в петлевых схемах обсуждалась в^{4, 5}.

антипараллельной ориентации пучков накачки (т.е. с уменьшением угла θ), рис. 2. Во всех использованных кристаллах с различным содержанием железа генерационные волны отклонялись по отношению к нормали к поверхности кристалла на больший угол, чем волны накачки, т.е. $\Delta\theta$ было положительным.

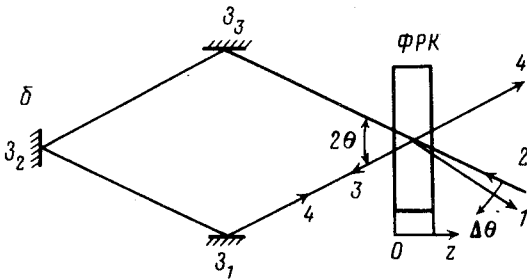
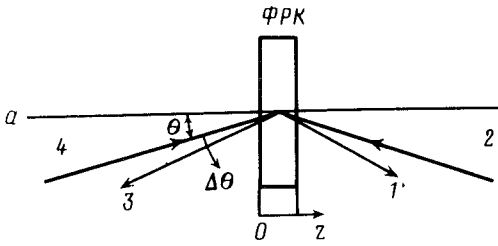


Рис. 1. Схемы двустороннего зеркала (а) и петлевого генератора (б)

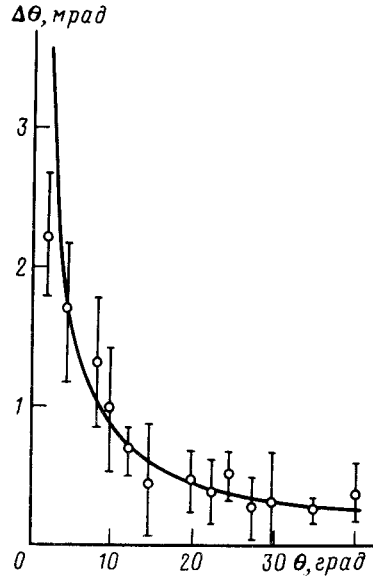


Рис. 2. Зависимость угловой отстройки генерационной волны $\Delta\theta$ от угла между волнами накачки θ (точки) для образца $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe } 0,02 \text{ мас.}\%$ и аппроксимация расчетной зависимостью (сплошная линия)

Генерация с аналогичными характеристиками была получена также в петлевой схеме (рис. 1б) с тем отличием, что здесь не требовалось применение аббератора для получения остронаправленных пучков.

В том, что основной механизм усиления в обоих случаях был связан с доминирующим в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ локальным откликом, а не с возможным вкладом диффузионной нелокальной нелинейности³, убеждает нас отсутствие чувствительности к изменению ориентации полярной оси кристалла на противоположное.

Для анализа возможности генерации решалась стандартная система укороченных уравнений для комплексных амплитуд волн A_j , взаимодействующих в кристалле (см., например, работу¹), в приближении заданного поля волн накачки $A_2 = \text{const}$, $A_4 = \text{const}$. В таких условиях можно перейти к системе уравнений, описывающих отношение амплитуд слабых (генерационных) волн, $\eta(z) = |A_1/A_3|$, а также обобщенной фазы, $\phi(z) = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4 - \Delta k_z z$, учитывающей возможную угловую расстройку $\Delta k_z = \frac{4\pi\Delta\theta \cos\theta \sin\theta}{\lambda\sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}$, взаимодействующих волн

$$\frac{d\eta}{dz} = -\gamma''\eta - \frac{\gamma''\sqrt{R}}{R+1}(1+\eta^2)\cos\phi - \frac{\gamma'\sqrt{R}}{R+1}(1-\eta^2)\sin\phi,$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{\gamma''\sqrt{R}}{R+1}(1-\eta^2)\sin\phi - \frac{\gamma'\sqrt{R}}{R+1}(1+\eta^2)\cos\phi - \gamma'\eta - \Delta k_z z, \quad (1)$$

где γ' и γ'' – константы связи для локального и нелокального отклика соответственно. Новые генерационные решения были получены нами для отклика смешанного типа. Считалось, что константы γ'' и γ' связаны с исходной чисто локальной константой $\gamma^0 = (\pi r_{33} n_e^3 \beta_{33} / \kappa \lambda \cos \theta)$ (r_{33} и β_{33} – компоненты тензоров электрооптического и фотогальванического 7 эффeктов, κ – константа фотопроводимости, λ – длина волны):

$$\gamma' + i\gamma'' = \frac{1}{1 + (\tau\delta\omega)^2} + \frac{i\tau\delta\omega}{1 + (\tau\delta\omega)^2}, \quad (2)$$

где τ – время максвелловской релаксации, $\delta\omega = \omega_1 - \omega_4 = \omega_3 - \omega_2$ – частотная расстройка.

Полагая, что $\eta(z=0) = 0$ (волна 1 не задана на входной грани $z=0$), можно получить из второго уравнения $\phi(0) = \arctg(\gamma'/\gamma'')$ и далее рассчитать зависимости $\eta(z)$ и $\phi(z)$ методом Рунге–Кутты. Нетрудно показать, что при правильном выборе знака $\delta\omega$, η стремится к бесконечности при конечной критической толщине $z = l_{\text{пор}}$, что соответствует беззеркальной генерации. Порог генерации в петлевой схеме рассчитывается из условия $\eta = 1/\sqrt{R}$. Необходимым условием генерации при этом является компенсация нелинейной расстройки, возникающей из-за наличия локального отклика, геометрической расстройкой, $\Delta k_z = -\gamma'$.

Приведем некоторые численные оценки, подтверждающие изложенные выше соображения. Из независимых измерений по кинетике небрэгговского стирания дифракционной решетки была измерена константа фотопроводимости $\kappa = 1,6 \cdot 10^{-13}$ см/Ом·Вт, а по кинетике нарастания дифракционной эффективности при записи решетки двумя пучками – константа фотогальванического эффекта, $\beta_{33} = 3,2 \cdot 10^{-9}$ А/Вт. По этим данным можно определить оптимальный частотный сдвиг генерационной волны $\delta\omega = 3 \cdot 10^{-5}$ Гц и нелокальную константу связи $\gamma' = 30$ см $^{-1}$.

Измерить экспериментально столь малый частотный сдвиг на фоне технических шумов, связанных с механической нестабильностью установки, не представляется возможным. В то же время аппроксимируя экспериментальные точки рис. 2 расчетной зависимостью $\Delta\theta = -\frac{\gamma'\sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}{4\pi\sin\theta\cos\theta}$ можно оценить константу $\gamma' = 20 \pm 5$ см $^{-1}$, которая, как видно, хорошо согласуется с результатом прямых измерений. Подчеркнем, что в кристалле с фотогальваническим переносом заряда нелинейное изменение показателя преломления Δn (а следовательно и константа взаимодействия γ') отрицательны, поэтому следует ожидать положительных Δk_z и $\Delta\theta$ в полном соответствии с экспериментальным наблюдением.

Как следует из описанных расчетов и экспериментов, рассмотренный генератор не является строго обращающим волновой фронт зеркалом вследствие углового сноса генерационных волн по отношению к волнам накачки (см. соотношение (3)). По абсолютной величине этот снос невелик (порядка милирадиан), что позволяет в значительной мере скомпенсировать абберации, вносимые в один из пучков накачки диффузором, прижатым к входной грани кристалла. Однако, изменяя частоту одной из волн накачки, можно ввести дополнительную волновую расстройку и полностью скомпенсировать угловую расстройку для одной из генерационных волн. Требуемая частотная расстройка определяется из соотношения $(\Delta\lambda/\lambda) = (\Delta n/n)\text{ctg}^2\theta$, где $\Delta n = \gamma'/2\pi$ – нелинейное локальное изменение показателя преломления. Для $\theta = 30^\circ$, $\lambda = 0,44$ мкм и $\Delta n \ll 10^{-3}$ для такой компенсации достаточно $\Delta\lambda \ll 6\text{Å}$. Таким образом, среды с локальным откликом пригодны для осуществления одностороннего (а не двустороннего, как для сред с нелокальным откликом) обращающего зеркала при взаимодействии двух встречных взаимно некогерентных световых пучков.

Литература

1. *Sronin-Golomb M. et al.* IEEE J. QE, 1984, 20, 12.
2. *Fisher B. et al.* IEEE J. QE, 1989, 25, 550.
3. *Винецкий В.Л. и др.* УФН, 1979, 129, 113.
4. *Арутюнов Ю.А., Хижняк А.И.* КЭ, 1989, 16, 789.
5. *Сухов А.В., Галстян Т.В.* Физические основы твердотельных устройств обработки информации. Изд. МФТИ, 1989.
6. *Weiss S. et al.* Opt. Lett., 1987, 12, 114.
7. *Белиничер В.И., Стурман Б.И.* УФН, 1980, 130, 415.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
12 апреля 1990 г.
