

NON-LINEAR OPTICAL
TRANSFORMATION
OF FREQUENCIES

V. V. SLABKO

Basic principles of non-linear-optical transformation of laser radiation frequencies are considered. Examples of usage of frequency transformers are outlined. The operation principle of light parametric generators is described.

В статье рассмотрены основные принципы нелинейно-оптического преобразования частоты лазерного излучения. Приведены примеры использования преобразователей частоты в кристаллических средах. Описаны принципы работы параметрических генераторов света.

© Слабко В.В., 1999

**НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТ**

В. В. СЛАБКО

Красноярский государственный технический университет

ВВЕДЕНИЕ

Когда говорят о распространении света в веществе, предполагается, что характеристики среды не изменяются под его воздействием. Из этого следует, в частности, принцип суперпозиции, позволяющий рассматривать любое волновое поле как сумму полей (компонент) более простой пространственной конфигурации, например в виде плоских монохроматических волн. При этом каждую из компонент можно рассматривать независимо от других. Физической причиной, обосновывающей принцип суперпозиции, является следующее. Электрические поля в атомах и молекулах, которые являются основными, определяющими структуру и оптические свойства элементами их конструкции, велики и составляют величину порядка 10^9 В/см. Существовавшие в долазерную эпоху источники света даже с использованием всех мыслимых оптических систем могли обеспечить электрические поля в световой электромагнитной волне на много порядков меньше, чем внутриатомные. Это означает, что влияние последних на свойства среды пренебрежимо мало и не проявлялось в реальных условиях. Отклик среды на внешнее оптическое воздействие в этом случае пропорционален величине электрического поля в волне (линеен) и принцип линейной суперпозиции выполняется. Систему теоретического описания таких явлений, возникающих при взаимодействии с веществом, поэтому называют линейной оптикой.

Открытие принципа квантового усиления и создание на этой базе оптических квантовых генераторов (лазеров) позволили генерировать оптические поля с напряженностью, сравнимой с напряженностью внутриатомного поля. Воздействие такого оптического излучения на среду приводит к изменению ее оптических свойств. А это означает, что волна в среде как испытывает самовоздействие, так и может оказывать влияние на процессы распространения в среде других волн (и не только электромагнитных). Естественно, в этом случае принцип суперпозиции уже не работает. Это ведет к возникновению новых, не наблюдавшихся ранее явлений и требует развития новых теоретических подходов. А это область уже новой науки, называемой нелинейной оптикой. Термин “нелинейная оптика” впервые был введен в 30–40-е годы XX века российским ученым С.И. Вавиловым, которому удалось наблюдать уменьшение поглощения света урановыми стеклами при прохождении через них оптического излучения с высокой

интенсивностью. С начала 60-х годов, после создания лазеров, нелинейно-оптические явления не только стали доступны наблюдению, но и превратились в серьезный инструмент изучения вещества, явились основой для создания новых устройств лазерной техники.

Некоторые вопросы нелинейной оптики рассмотрены в очень интересной статье Н.Б. Делоне [1] и работе автора [2], опубликованных в "Соросовском Образовательном Журнале". Данная статья посвящена описанию принципов и устройств нелинейного преобразования частот лазерного излучения. Другие нелинейно-оптические явления будут упоминаться постольку, поскольку это необходимо для раскрытия обозначенной темы.

ПОНЯТИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Если попытаться определить место нелинейной оптики в системе знаний, то ближе всего она, конечно, к теории нелинейных волн. Однако есть и серьезные отличия. Прежде всего в оптике важна дисперсия, зависимость скорости распространения от частоты. Кроме того, оптические нелинейности, как правило, слабы, и это позволяет делать допущения, упрощающие рассмотрение.

Согласно современным представлениям, заложенным еще в конце XIX века Х.А. Лоренцем, электромагнитное поле E в среде определяется суммой поля E_0 , воздействующего на среду извне, и поля P , переизлученного этой средой в результате воздействия:

$$E = E_0 + P \quad (1)$$

При значениях поля $E_0 \ll E_{ат}$ ($E_{ат}$ – атомное поле, по порядку величины близкое к 10^9 В/см) поляризация среды $P = \chi E_0$ и соотношение принимает вид

$$E = (1 + \chi)E_0 = \sqrt{n}E_0,$$

где χ – восприимчивость среды и n – показатель преломления не зависят от величины поля. В случае, когда значение поля E_0 , оставаясь все же меньше $E_{ат}$, приближается к нему по величине, поляризация $P = f(E_0)$ является нелинейной функцией поля E_0 . При названных выше условиях $f(E_0)$ может быть представлена в виде разложения в ряд по степеням E

$$P = \chi E_0 + \chi^{(2)} E_0^2 + \chi^{(3)} E_0^3 + \dots + \chi^{(m)} E_0^m. \quad (2)$$

Коэффициенты χ при членах разложения называются нелинейными восприимчивостями соответствующего порядка. При этом $\chi^{(m)}$ пропорциональна концентрации атомов (молекул) в среде и отношению $E_0/E_{ат}$:

$$\chi^{(m)} \sim \left(\frac{E_0}{E_{ат}}\right)^m. \quad (3)$$

Легко убедиться в том, что если внешнее поле представляет собой монохроматическую вол-

ну с определенной частотой ω , волновым вектором $k = \frac{\omega}{c}n(\omega)$, c – скорость света, и амплитудой A_0

$$E_0 = A_0 \cos(\omega t - kz), \quad (4)$$

то первый член в разложенной поляризации по степеням поля содержит компоненту с частотой ω . В линейном приближении среда переизлучает в той же частоте:

$$P = \chi A_0 \cos(\omega t - kz).$$

Новые эффекты возникают, если рассматривать следующие члены в разложении (2):

$$\begin{aligned} P &= \chi^{(2)} E^2 = \chi^{(2)} A^2 \cos^2(\omega t - kz) = \\ &= \frac{\chi A_0^2}{2} + \frac{\chi A^2}{2} \cos 2(\omega t - kz). \end{aligned} \quad (5)$$

Появление в сумме слагаемого $\frac{1}{2}\chi A_0^2$ соответствует постоянной поляризации среды. По существу это выпрямление (детектирование) в том же смысле, в котором оно понимается в электро- и радиотехнике, только выпрямление не в электрической лампе или полупроводниковом диоде, а в оптической среде.

Второе слагаемое в (5) соответственно за генерацию света с удвоенной частотой 2ω . Важно обратить внимание на следующее. Если в среду входят две волны типа (4) с различными частотами ω_1 и ω_2 , имеющие амплитуду A_{10} и A_{20} , то легко убедиться, что нелинейная поляризация будет содержать гармонические составляющие на частотах $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 - \omega_2$ и $\omega_1 + \omega_2$. Помимо генерации гармоник возможна генерация суммарных и разностных частот. Это так называемые трехфотонные процессы, для которых выполняется закон сохранения энергии:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3. \quad (6)$$

Целесообразно рассмотреть и эффекты третьего порядка или четырехфотонные процессы, за которые ответственна нелинейная поляризация, описываемая членом $\chi^{(3)} E^3$. Полагая, что на среду действуют лазерные поля на частотах ω_1 , ω_2 , ω_3 , элементарными тригонометрическими преобразованиями можно показать, что нелинейная поляризация будет содержать гармонические слагаемые с частотами

$$\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3. \quad (7)$$

При этом важно обратить внимание на то, что нелинейная поляризация в качестве компонент содержит члены на частотах ω_1 , ω_2 , ω_3 , пропорциональные E_1^3 , E_2^3 , E_3^3 , а также комбинациям типа $E_1^2 E_2$; $E_2^2 E_1$ и т.д. Обращаясь к выражению (1), их можно перекомпоновать, например, для поляризации на частоте ω_1 так:

$$P_{\omega_1} = \left(\chi + \frac{\chi^{(3)}}{4} E_1^2 + \frac{\chi^{(3)}}{4} E_2^2 + \frac{\chi^{(3)}}{4} E_3^2 \right) \cdot E_1. \quad (8)$$

Поскольку χ определяет значение показателя преломления среды в линейном случае, то в нелинейном показатель преломления будет определяться уже всем выражением, стоящим в скобках (8). Здесь помимо χ показатель преломления будет определяться еще и нелинейными добавками, пропорциональными квадрату полей, участвующих в процессе. Если рассмотреть энергетические схемы описываемых процессов, изображенные на рис. 1, то нелинейная добавка (рис. 1, б (1, 2)) соответствует генерации поля на частоте ω_1 в процессах $\omega_1 + \omega_1 - \omega_1 = \omega_1$ и $\omega_2 - \omega_2 + \omega_1 = \omega_1$.

Фаза нелинейной поляризации отличается как от фазы падающего поля, так и от фазы линейной поляризации. Это приводит к изменению фазовой скорости $v_f = c/n(\omega)$ или добавке к показателю преломления $n(\omega)$. Здесь c – скорость света в вакууме. Отметим, что описываемые добавки обуславливают эффекты самовоздействия лазерного излучения или эффекты самофокусировки лазерных полей в среде, описанные в [1].

Естественно, что наибольший вклад в нелинейно-оптические процессы будут давать низшие члены в разложении (2), $\chi^{(2)} E_1^2, \chi^{(3)} E^3$ в соответствии с (3).

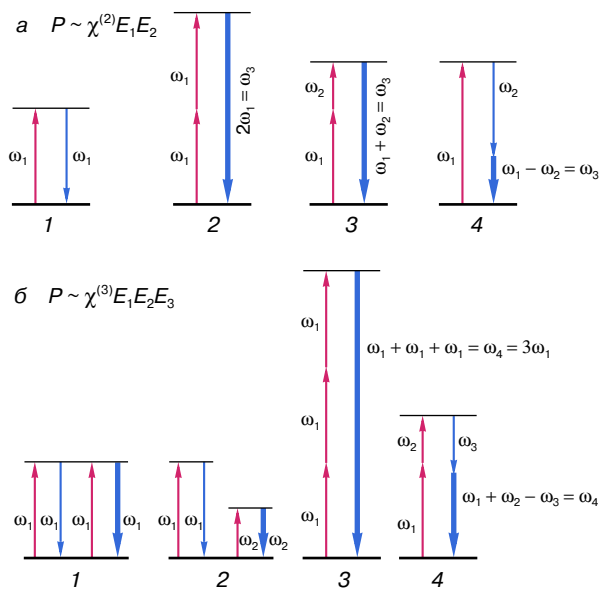


Рис. 1. Энергетические схемы нелинейно-оптического преобразования частот на нелинейности второго (а) и третьего (б) порядков. Стрелка \uparrow означает знак “плюс”, с которым входит соответствующая частота в выражение для закона сохранения энергии (7), (8), а стрелка \downarrow – знак “минус”. а: 1 – оптическое выпрямление, 2 – генерация второй гармоники, 3 – генерация суммарной частоты, 4 – генерация разностной частоты; б: 1 – нелинейная добавка к показателю преломления поля на частоте ω_1 , обусловленная этим полем (E_1^2); 2 – та же величина, обусловленная полем E_2 , 3 – генерация суммарной частоты, 4 – генерация разностной частоты

Конечно, современная лазерная техника позволяет генерировать световые поля и значительно больше E_{ar} , однако в этом случае наступает оптический пробой и среда просто разрушается. Поэтому нелинейно-оптическое преобразование частот осуществляется все же при $E \ll E_{ar}$.

Однако низшей нелинейностью второго порядка обладает очень узкий класс кристаллических сред. Это так называемые пьезоэлектрики. Рассмотрим упорядоченную кристаллическую структуру, изображенную на рис. 2, а, б (верхняя часть). Кристаллы диэлектриков, которые прозрачны для оптического излучения, построены из повторяющихся структурных элементов, которые представляют собой молекулы. Естественно, при образовании кристалла молекула, как правило, видоизменяется, теряя индивидуальность, однако это неважно для нашего рассмотрения. Большинство молекул представляют собой дипольную систему, в которой одна часть молекулы заряжена положительно, а другая – отрицательно, как это изображено на рис. 2. Кристалл может строиться (в простейшем варианте) так, как показано на рис. 2, а и б. В первом случае получаем centrosymmetric кристалл. Это означает, что поворот на 180° вокруг точки O (центр симметрии) приводит к полному повторению кристаллической решетки (рис. 2, а). Во втором случае та же операция приводит к смене знака структурных элементов (рис. 2, б). Говорят, что в первом случае кристалл

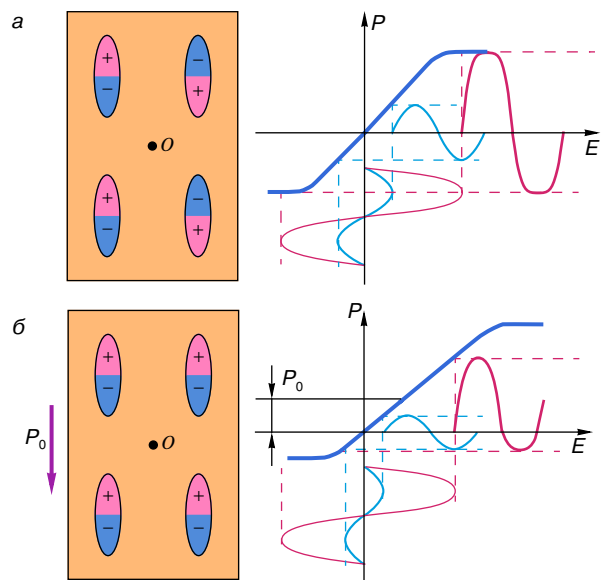


Рис. 2. Левая часть: схемы строения centrosymmetric (а) и non-centrosymmetric (б) кристаллов. Правая часть: зависимость поляризации P от величины волны E для centrosymmetric (а) и non-centrosymmetric (б) кристаллов. Форма отклика на гармоническое по времени поле E – синяя кривая

обладает центром симметрии, то есть он centrosимметричен. Во втором случае кристалл не обладает центром симметрии, то есть он неcentrosимметричен. Такие кристаллы, получившие название пьезоэлектриков, благодаря своему строению обладают постоянной поляризацией P_0 . Зависимость поляризации двух типов кристаллов P от напряженности электрического поля E схематически изображена на рис. 2, *a*, *b* (нижняя часть рисунка). При малом значении E в обоих случаях поляризация гармонична, то есть ее зависимость от времени описывается выражением типа (4). При больших значениях E отступления от простой гармонической зависимости становятся заметными. У поляризации появляются составляющие на кратных частотах. При этом зависимость P от величины E различна в centrosимметричных (рис. 2, *a*) и пьезоэлектрических (рис. 2, *b*) кристаллах. Математически это означает, что в первом случае в спектре поляризации возникают только нечетные гармоники ω , 3ω , 5ω , ... и т.д. В пьезоэлектрических кристаллах возможны также четные гармоники 2ω , 4ω и т.д. Таким образом, пьезоэлектрические, неcentrosимметричные кристаллы обладают низшей нелинейностью второго порядка ($\chi^{(2)} \neq 0$). Поэтому в них возможны трехфотонные процессы (6). В centrosимметричных кристаллах возможны только процессы третьего порядка или четырехфотонные взаимодействия (7).

Отметим здесь, что некристаллические среды (стекло, жидкость, газ) в силу хаотичности расположения молекул в целом также centrosимметричны.

ФАЗОВЫЙ СИНХРОНИЗМ

Итак, мы убедились в том, что при воздействии на среду мощного лазерного излучения с частотой ω она переизлучает свет как на той же частоте, так и на кратных частотах (гармониках).

Однако эффективность процесса преобразования чрезвычайно мала. Как показывают оценки, нелинейная поляризация на несколько порядков ниже линейной, и поэтому эффект хотя и доступен наблюдению, но вряд ли мог явиться основой для практического использования, если бы не одно обстоятельство, позволяющее осуществлять пространственное накопление эффекта. Для определенности рассмотрим процесс генерации второй гармоники.

Известно, что все прозрачные среды обладают положительной дисперсией. Это означает, что с ростом частоты растет показатель преломления $n(\omega)$. Это, в свою очередь, означает, что фазовая скорость $v_f = \frac{c}{n(\omega)}$ на частоте накачки ω и частотах гармоник $n(\omega)$ различны. Рассмотрим две точки, расположенные на оси z , которая совпадает с направлением распространения волны накачки. Наличие сильной волны приводит к возникновению нелинейной поляризации на частоте 2ω , которая распространяется с фазовой скоростью волны накачки

v_{f_1} . В каждой точке среды благодаря наличию нелинейной поляризации испускается волна на частоте также 2ω , но которая распространяется с фазовой скоростью, отличной от v_{f_1} :

$$v_{f_2} = \frac{c}{n(2\omega)} \neq v_{f_1} = \frac{c}{n(\omega)}.$$

Следовательно, на оси z всегда можно найти точку 2, в которой фаза испущенной волны на частоте второй гармоники будет противоположна фазе волны, испущенной в точке 1. В этом случае сложение двух волн (интерференция) приводит к тому, что они друг друга гасят. В силу произвольности выбранных точек 1 и 2 этот результат справедлив и для любых двух точек на оси z , расстояние между которыми равно расстоянию между точками 1 и 2.

Расстояние между этими точками l , как нетрудно показать,

$$2k_1 l_c - k_2 l_c = \frac{2\omega_0}{c} [n(\omega) - n(2\omega)] l = \pi.$$

Следовательно, при увеличении длины кристалла от O волны, испущенные в каждой его точке, будут складываться так, что общая напряженность поля на частоте ω будет расти. При достижении длины кристалла значения l_c волна, испущенная на выходном торце кристалла, будет находиться в противофазе с волной, испущенной на входном торце, и они друг друга скомпенсируют. Это значит, что при дальнейшем увеличении длины общая напряженность поля на частоте 2ω будет уменьшаться и достигнет нулевого значения при длине кристалла $L = 2l_c$.

Длина $l_c = \frac{\pi}{2k_1 - k_2}$ получила название длины когерентности и означает, что на этой длине разность фаз волн второй гармоники, испущенных в ее пределах, не превышает 180° . Очевидно, что l_c будет расти с уменьшением $2k_1 - k_2 = \Delta k$ — разности волновых векторов поляризации $2k_1$ и поля k_2 на частоте 2ω . В пределе, когда

$$2k_1 = k_1 + k_1 = k_2, \quad (9)$$

l_c становится бесконечно большой. Это означает, что фаза волны второй гармоники, испущенной в начале кристалла, будет всегда совпадать с фазой волны, испущенной в любой точке, которой она достигла при распространении вдоль оси z . Напряженность поля вследствие синфазного сложения волн, испущенных во всех точках среды, будет расти пропорционально длине среды. Интенсивность второй гармоники $I \sim |E|^2 \sim I^2$, и эффект накапливания будет сказываться. Условие (9) называется условием фазового синхронизма, но оно имеет и более глубокий физический смысл. Процесс нелинейно-оптической генерации второй гармоники может быть интерпретирован как процесс взаимодействия частиц-фотонов, при котором исчезают два фотона

на частоте первой гармоники и рождается один, на частоте второй гармоники. Естественно, что при этом должны выполняться законы сохранения. Первый из них — закон сохранения энергии

$$2\omega_1 = \omega_1 + \omega_1 = \omega_2$$

и второй — закон сохранения импульса, аналогом которого в волновых процессах выступает волновой вектор:

$$k_1 + k_1 = k_2.$$

Введенное понятие фазового синхронизма полезно, однако не отвечает на вопрос, как оно может быть реализовано на практике. Ведь выполнение закона сохранения импульса означает равенство показателей преломления для света на частоте ω и 2ω .

ФАЗОВЫЙ СИНХРОНИЗМ В АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Впервые генерация второй гармоники наблюдалась при облучении пьезоэлектрического кристалла кварца SiO_2 излучением рубинового лазера в 1961 году. Было получено излучение на удвоенной частоте поля накачки. Однако l_c в этих экспериментах составляла величину порядка нескольких микрон и эффективность преобразования не превышала миллионной доли процента. Уже в 1962 году Р. Терхьюн и Дж. Джордмэйн обратили внимание на то, что условия фазового синхронизма могут быть выполнены в двулучепреломляющих кристаллах при взаимодействии волн с различной поляризацией. Именно этот метод позволил превратить нелинейную оптику в прикладную науку, позволившую значительно расширить возможности лазерной техники. Постараемся разобраться, в чем его суть. Прежде всего введем понятия, которые нам понадобятся в дальнейшем.

Одним из проявлений анизотропии (различие свойств в различных направлениях) кристаллов является зависимость их показателя преломления от направления распространения света по отношению к его оптической оси. Здесь необходимо пояснить хотя бы описательно некоторые вопросы кристаллооптики. Установившийся термин “двулучепреломление” означает, что в анизотропной среде возникают две волны с разными показателями преломления. Чем же эти волны отличаются? Направлением электрического поля. Плоскость, в которой лежит вектор электрического поля в электромагнитной волне, называется плоскостью поляризации. При произвольном положении плоскости поляризации относительно введенной системы координат вектор электрического поля может быть представлен в виде суммы проекций по осям координат.

Простейшим примером анизотропного кристалла является одноосный кристалл. В нем существует одно направление, при распространении по которому света двулучепреломления не возникает.

Это направление называется оптической осью. При изменении угла наклона распространения света по кристаллу для света, поляризованного перпендикулярно оптической оси (рис. 3, вектор E направлен перпендикулярно плоскости рисунка), показатель преломления не изменяется. В этом случае кристалл ведет себя как обыкновенная неанизотропная среда. Этот луч называется поэтому обыкновенным, и ему соответствует показатель преломления n^o . Величина его пропорциональна радиусу окружности на рис. 3, который не зависит от направления. Для света, поляризованного в плоскости рисунка, а значит, и в плоскости оптической оси, показатель преломления зависит от угла Q и величина его пропорциональна отрезку, соединяющему начало координат с эллиптической кривой. Это необыкновенный луч, и ему соответствует n^e .

Поскольку показатели преломления n_1^o и n_1^e для первой гармоники меньше, чем n_2^o и n_2^e для второй (дисперсия положительна) при угле распространения Q_c , окружность, соответствующая n_1^o , и эллипс, соответствующий n_2^e , пересекутся, то есть $n_2^e = n_1^o$, или $k_2 = k_1 + k_1$. Это и есть направление, при котором выполняются условия фазового синхронизма. В этом случае l_c становится бесконечной и эффективность преобразования пропорциональна квадрату длины кристалла. Отметим, что величины n^o и n^e зависят также и от температуры. Поэтому при изменении температуры может меняться и направление синхронизма.

Преобразователи частот на пьезоэлектрических кристаллах

В настоящее время существует огромное число типов лазеров, генерирующих излучения в инфракрасном, видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Как правило, они генерируют свет с определенной

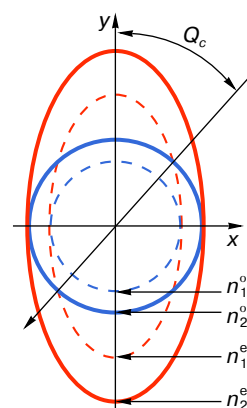


Рис. 3. Зависимость показателей преломления обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волны для излучения первой (n_1^o, n_1^e) и второй (n_2^o, n_2^e) гармоник

частотой (длиной волны), которая может перестраиваться в узких пределах. Для различных приложений желательно иметь источники лазерного излучения с набором частот генерации либо с возможностью этот набор реализовать наиболее простым способом. Для этого незаменимы преобразователи частот, выполненные на основе кристаллических преобразователей.

Прежде всего стоит остановиться на генераторах гармоник. В качестве примера рассмотрим лазеры, в которых рабочей средой являются ионы неодима, внедренные либо в стеклянную, либо в кристаллическую матрицу. Это надежный и хорошо отработанный лазер с накачкой от импульсных ламп, работающий как в импульсном, так и в непрерывном режиме. Он может генерировать излучение на нескольких длинах волн в ближней инфракрасной области около 1–1,3 мкм. В зависимости от матрицы, в которую помещены ионы неодима, как частота генерации, так и область перестройки этой частоты могут незначительно меняться.

Использование кристаллических преобразователей позволяет получить излучение на частоте второй, третьей и четвертой гармоник основного излучения. Им соответствует диапазон в зеленой ($\lambda \approx 500\text{--}600$ нм) и красной, фиолетовой и ультрафиолетовой ($\lambda \approx 330\text{--}410$ нм и $\lambda \approx 250\text{--}320$ нм). Кроме того, можно осуществлять также и смещение частот генерируемого лазером излучения по схеме $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Перестройка генератора с одного процесса на другой может осуществляться простым поворотом кристалла относительно луча преобразуемого излучения либо изменением его температуры в том случае, если углы синхронизма для различных процессов близки. Если значения углов синхронизма отличаются значительно, то необходимо иметь набор кристаллов, вырезанных соответствующим образом. Существует достаточно большое количество кристаллов, пригодных для изготовления нелинейно-оптических преобразователей. Основными предъявляемыми к ним требованиями являются достаточное двулучепреломление, позволяющее реализовать условия фазового синхронизма, прозрачность для всего набора частот излучения, участвующего в процессе, высокие значения нелинейных восприимчивостей.

Такие преобразователи представляют собой вырезанные в направлении синхронизма кристаллы, как правило, в форме прямоугольного параллелепипеда с поперечными размерами, близкими к размерам лазерного пучка (0,5–2 см), и длиной от нескольких миллиметров до сантиметров. Естественно, что эффективность преобразования зависит не только от свойств кристалла, но и растет с ростом напряженности электрического поля в преобразуемой волне. Поэтому при преобразовании излучения лазеров, работающих в непрерывном режиме, мощность которых невысока, а значит, невелика и напряжен-

ность, эффективность преобразования невысока и редко превышает несколько процентов. При работе лазера в импульсном режиме с короткими (10^{-8} с) и ультракороткими (10^{-12} с) длительностями импульса мощность преобразуемого излучения возрастает до нескольких миллионов и миллиардов ватт и эффективность преобразования достигает десятков процентов. Необходимо подчеркнуть, что нелинейно-оптические процессы позволяют полностью перекачать преобразуемое в излучение его гармоники. В эксперименте достигнуты эффективности преобразования, близкие к 100%.

Чрезвычайно полезны преобразователи частот и в других приложениях. Так, при лазерном зондировании атмосферы, спектроскопии газов и других применений необходимо иметь перестраиваемое по частоте излучение в среднем инфракрасном диапазоне ($\lambda \approx 2\text{--}10$ мкм). Построить лазер с такой большой областью перестройки в этом диапазоне достаточно трудно. Однако можно воспользоваться процессом смещения частот типа $\omega_1 - \omega_2 = \omega_3$, где ω_2 – частота перестраиваемого по длине волны генерации лазера, работающего в видимом диапазоне, а ω_1 – близкая к ней частота другого лазера.

В некоторых случаях, например при лазерной локации, необходимо принимать инфракрасный сигнал. Дело в том, что для излучения в области длин волн, близких к 10 мкм, атмосфера прозрачна, и есть очень хороший лазер на углекислом газе, излучение которого можно использовать в качестве зондирующего. Нет только хороших приемников в этом диапазоне. Здесь удобно использовать нелинейный процесс сложения частот $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. И если ω_1 – частота генерации лазера видимого диапазона, ω_2 – частота инфракрасного лазера ($\omega_2 \ll \omega_1$), то можно получить излучение видимого диапазона на частоте ω_3 . А в этом диапазоне уже существуют хорошие фотоприемники, и сигнал, полученный с него, пропорционален мощности генерируемого излучения, которая, в свою очередь, пропорциональна мощности излучения на частоте ω_2 . Больше того, этот процесс можно использовать для визуализации инфракрасного изображения предметов.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ СВЕТА

Рассмотренные выше эффекты генерации суммарных и разностных частот, а также генерация гармоник не ограничивают области использования нелинейно-оптических явлений в кристаллах. Наиболее яркой демонстрацией их возможностей было создание параметрического генератора света (ПГС), позволяющего получать плавно перестраиваемое по частоте излучение. Это позволило полностью освоить оптический диапазон, давая рецепт генерации излучения практически на любой заданной длине волны. Идея этого устройства принадлежит российским ученым Р.В. Хохлову и С.А. Ахманову.

Попытаемся разобраться с принципом его действия. Пусть в среде взаимодействуют три волны, удовлетворяющие закону сохранения энергии $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ и импульса $k_1 + k_2 = k_3$. При этом волны на частоте $\omega_3 > \omega_1, \omega_2$ сильные, а на частотах ω_1 и ω_2 слабые. Любая из слабых волн может рождаться в процессах типа $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1, \omega_1 = \omega_3 - \omega_2$. Увеличение мощности любой из них приводит к увеличению мощности другой, и наоборот. Для таких, да и всех описанных выше процессов выполняются соотношения Мэнли–Роу, называемые еще законом сохранения числа фотонов:

$$\frac{dN_1}{dz} = \frac{dN_2}{dz} = -\frac{dN_3}{dz}, \quad (10)$$

здесь N_1, N_2, N_3 – число фотонов в волнах с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ соответственно. Смысл этих соотношений прост. Фотоны на частоте ω_1 и ω_2 рождаются одновременно с уничтожением фотона на частоте ω_3 . Они же описывают и обратный процесс генерации суммарной частоты ω_3 , когда исчезают два фотона на частоте ω_1 и ω_2 .

Итак, при воздействии на кристалл излучения с частотой ω_3 в направлении синхронизма излучение с частотами ω_1 и ω_2 усиливается вдоль направления распространения. Заметим, что волны на всех частотах с минимальной амплитудой и необходимым направлением распространения всегда существуют в среде благодаря отличной от нуля температуре либо вакуумным флуктуациям. Для того чтобы эффект был заметен, необходимо увеличивать либо интенсивность поля накачки, либо длину кристалла. Обычно для возбуждения ПГС используют лазерные импульсы с длительностью порядка 10^{-8} с, при которой увеличение интенсивности накачки приводит к пробое кристалла. Использование ультракоротких импульсов длительностью менее 10^{-10} с позволяет создать ПГС на кристалле длиной в несколько сантиметров, которые получили название ПГС бегущей волны.

Можно поступить и проще (рис. 4), вернув излучение на одной из частот ω_1, ω_2 на вход кристалла. Это известный в радиотехнике прием превращения усилителя в генератор – создание обратной связи. Именно на этом принципе создан и лазер, в котором функцию обратной связи несет резонатор, а попросту два зеркала, установленные строго перпендикулярно оси резонатора. В этом случае устройство способно генерировать излучение на частотах ω_1 и ω_2 с эффективностью около 10% и выше. Какие частоты из широкого набора, удовлетворяющего равенству $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, будут генерироваться? Те, которые удовлетворяют условию синхронизма $k_1 + k_2 = k_3$. При повороте кристалла либо при изменении его температуры этому условию будет удовлетворять уже другой набор частот ω_1, ω_2 . Таким образом осуществляется перестройка частоты ПГС.

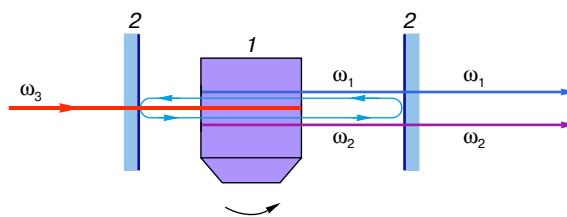


Рис. 4. Параметрический генератор света: 1 – нелинейный кристалл; 2 – обратная связь (зеркала), ω_3 – частота излучения накачки, ω_1, ω_2 – частоты генерируемого поля

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нелинейно-оптические процессы преобразования частот лазерного излучения не ограничиваются рассмотренными в статье трехфотонными процессами, которые относятся к классу процессов параметрического взаимодействия волн. Термин “параметрическое” означает, что под воздействием сильной волны меняется параметр, определяющий характер распространения других волн. В частности, таким параметром является восприимчивость среды, или показатель преломления. Аналогичные процессы возможны и при взаимодействии волн не только электромагнитной природы, и приведенные выше соображения применимы для их описания. К таким процессам относятся четырехфотонные процессы, процессы взаимодействия акустических и электромагнитных волн, а также волн другой природы, приводящие к преобразованию частоты лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н.Б. Нелинейная оптика // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 3. С. 94–99.
2. Слабко В.В. Рентгеновский лазер: Возможности реализации // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 1. С. 79–86.
3. Маленькая энциклопедия “Квантовая электроника”. М.: Сов. энциклопедия, 1969. 431 с.
4. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. М.: Радио и связь, 1982. 351 с.

* * *

Виталий Васильевич Слабко, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой высокоэнергетических процессов обработки материалов, проректор по научной работе Красноярского государственного технического университета, ведущий научный сотрудник Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН. Область научных интересов – лазерная физика и нелинейная оптика атомных, молекулярных и кластерных сред. Автор более 120 публикаций.