

А.А. ГУЛАМОВ, Э.А. ИБРАГИМОВ, И.А. КУЛАГИН,
В.И. РЕДКОРЕЧЕВ, Т.Б. УСМАНОВ

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ
ЧАСТОТЫ
ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ
С ПРЕДЕЛЬНОЙ
ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ

УДК 621.378.325

Рецензенты: Доктор физ. мат. наук В.С. Захвалинский, доктор техн. наук И.А. Ключников

Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью: монография / А.А. Гуламов, Э.А. Ибрагимов, И.А. Кулагин, В.И. Редкоречев, Т.Б. Усманов. – 2-е издание, перераб. и доп. – , 2013. – 289 с.: ил. 136, табл. 10. Библиогр.: с. 263-284

В монографии развита теория нелинейных процессов взаимодействия волн с учетом реальных характеристик излучения и нелинейной среды. Подробно исследовано влияние формы пространственно-временной модуляции волн при сильном энергообмене. Описаны оригинальные эксперименты по высокоэффективному преобразованию частоты излучения широкоапертурных неодимовых лазеров путем генерации гармоник (второй, третьей, четвертой и пятой) и параметрической генерации света.

Для научных работников, специализирующихся в области квантовой электроники и теории волновых процессов, а также аспирантов и студентов.

Гуламов Алишер Абдумаликович, Ибрагимов Эдем Амет-Фатинович, Кулагин Илья Александрович, Редкоречев Вячеслав Иванович, Усманов Тимурбек

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРЕДЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Со времени выхода первого издания нашей монографии “Преобразование частоты лазерного излучения с предельной эффективностью” (изд-во “Фан”, Ташкент, 1990 г.) прошло более 20 лет. Книга посвящена исследованиям физики процессов генерации второй, третьей, четвертой и пятой гармоник и параметрическому усилению света в кристаллах и поиску конкретных условий достижения предельной энергетической эффективности данных процессов. Развито новое приближение в теории нелинейных волн – приближение сильного взаимодействия. Детально рассмотрено основополагающее влияние на нелинейное взаимодействие пространственно-временных профилей распределения интенсивности излучения. Впервые показано, что в процессах нелинейного смешения волн профили распределения интенсивности должны быть подобными, а в процессах параметрического усиления – конформными или взаимодополняющими. Описаны оригинальные эксперименты по достижению предельной эффективности генерации гармоник (близкой к 100%) и параметрического усиления (полная перекачка) мощного лазерного излучения многокаскадных лазерных систем на фосфатном стекле, активированном неодимом.

По совокупности представленных результатов и решению поставленной проблемы книга в настоящее время является уникальной, т.к. за прошедшее время аналогичных монографий в мире не появлялось. Более того сегодня процесс оптического параметрического усиления света является решающей компонентой современной технологии масштабирования сверхмощных лазеров. В связи с этим проблема достижения предельной эффективности нелинейного преобразования частоты остается весьма актуальной. Необходимость подготовки второго и дополненного издания продиктована также следующим немаловажным соображением.

Проблема получения мощного перестраиваемого ультрафиолетового излучения высокого оптического качества остается одной из важных задач лазерной физики. В новом издании в седьмой главе представлены результаты экспериментальных исследований суммирования плавноперестраиваемой частоты излучения высоко-

эффективного параметрического генератора света в ближнем ИК диапазоне со второй и четвертой гармониками излучения широкоапертурного неодимового лазера. В результате получено плавноперестраиваемое излучение в диапазоне $322 \div 379$ нм и $215 \div 221$ нм с узкой спектральной шириной и расходямостью излучения, близкой к дифракционной.

Нелинейные процессы, описанные в первом издании, особенно в сопоставлении с экспериментальными данными, протекают в квазистатическом режиме. В связи с бурным развитием упомянутых выше сверхмощных лазеров, излучающих ультракороткие (фемтосекундные) длительности импульсов, необходимо рассмотрение нестационарных нелинейных процессов преобразования частоты. Поэтому во втором издании данной проблеме посвящена введенная дополнительная восьмая глава. Здесь получило дальнейшее развитие обобщенное приближение сильного взаимодействия волн, метод конформных профилей распределения интенсивности в процессе параметрического усиления света с учетом широкополосности и фазовой модуляции лазерного излучения. Рассмотрены процессы нелинейно-оптического сжатия лазерных импульсов.

Введение

Вскоре после запуска первого лазера на рубине [1] было открыто явление генерации второй гармоники оптического излучения, что положило начало бурному развитию нелинейной оптики. В успешном развитии квантовой электроники легко просматриваются два взаимосвязанных направления – создание и усовершенствование собственно лазерных источников в широком диапазоне спектра и преобразование частот излучения этих источников нелинейно оптическими методами.

К настоящему времени широко используются методы перестройки частот лазерного излучения посредством, как генерации гармоник, так и параметрической генерации света в нелинейных кристаллах. Диапазон применения их в различных областях науки и техники постоянно расширяется: активная спектроскопия, разделение изотопов и получение сверхчистых веществ, лазерная фотохимия и воздействие на биологические объекты, цветная голография, оптическая связь, локация и т. д.

Основные закономерности нелинейных явления рассмотрены в фундаментальных работах Ахманова, Хохлова [2, 3] и Бломбергена с сотрудниками [4, 5]. Методы нелинейной оптики открыли возможности как дискретной, так и непрерывной перестройки частоты лазерного излучения. Наиболее эффективными методами преобразования частоты являются процессы, характеризующиеся трехволновым взаимодействием, протекающие в кристаллах с квадратичной зависимостью поляризации от поля. Дискретная перестройка частоты осуществляется путем генерации оптических гармоник, генерации суммарных [6–8] и разностных [9] частот. Один из самых эффективных методов создания источников когерентного излучения в коротковолновом диапазоне спектра – каскадное умножение и смещение частот излучения мощных лазеров [10–12]. Плавная перестройка частоты излучения лазеров осуществляется посредством параметрической генерации света [13–16].

Следует отметить, что наиболее широко использовались и исследовались перечисленные выше методы перестройки частоты излучения твердотельных лазеров, поскольку именно они получили наибольшее распространение и развитие. Поначалу для этого

применялись лазеры на рубине, затем на неодимовом стекле, а впоследствии – наиболее распространенные лазеры на алюмоиттриевом гранате.

Методы нелинейного преобразования частоты (генерация гармоник, параметрическая генерация света), излучения мощных многокаскадных неодимовых лазеров в последние годы приобрели особый интерес. Одним из главных стимулов этих исследований является проблема разработки эффективного источника когерентного излучения для экспериментов по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС), поскольку имеются определенные указания [17, 18] на то, что переход к коротковолновому греющему излучению снижает пороговое значение энергии при запуске реакции ЛТС.

В этой связи наиболее принципиальным становится вопрос о достижении предельных значений КПД преобразования частоты излучения высокоэнергетических широкоапертурных лазерных пучков. Известно, что эффективность такого фундаментального процесса, как генерация второй гармоники в нелинейной среде с достаточно малыми потерями, может быть довольно близкой к 100%. Высоки и теоретические КПД процессов суммарных частот и параметрической генерации света. В какой мере в реальных мощных лазерных системах можно приблизиться к этим значениям? Данный вопрос, по существу, является основным для всех нелинейно оптических методов преобразования частоты лазерного излучения и для продвижения в область дальнего ультрафиолета.

В этой связи авторы ставят перед собой первоочередную задачу – ознакомить читателя с достижениями в решении данного вопроса, а именно, с теоретическими и экспериментальными исследованиями процессов высокоэффективного преобразования частоты излучения многокаскадных неодимовых лазеров. Поскольку достижение предельных эффективностей преобразователей частоты – основная цель классической нелинейной оптики, данная монография подытоживает почти пятидесятилетнюю эпоху развития нелинейной оптики.

Глава 1

Генерация второй гармоники в квазистатическом режиме. Приближение сильного взаимодействия в теории нелинейных волн

1.1. Уравнение для нелинейных волн и методы их анализа

В первых аналитических исследованиях, посвященных генерации второй гармоники (ГВГ), использовалась представление лазерного излучения в виде плоской монохроматической волны. В этом случае теоретическое значение энергетического коэффициента преобразования во вторую гармонику достигает 100% [2–5]. Однако данные ранних экспериментальных работ показали, что для описания реального эксперимента такого представления явно недостаточно.

В связи с этим большинство работ посвящено изучению влияния реальной структуры лазерных пучков на протекание нелинейного процесса удвоения частоты. Сказанное относится к избыточным флуктуациям интенсивности гармоники [19–21], ГВГ расходящимися [22–25] и фокусированными пучками [26–28], нестационарному режиму удвоения частоты [29–32], генерации гармоник в неоднородных нелинейных средах [33] и т. д.

Нелинейно оптические процессы описываются системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, точное аналитическое решение которых в общем случае невозможно. Поэтому в теории нелинейных волн в диспергирующих средах широко распространено приближение заданного поля, в котором комплексная амплитуда исходной волны предполагается заданной, вследствие чего нелинейные уравнения становятся просто связанными, что существенно облегчает их решение. Однако в данном приближении правильно описывается лишь начальный этап нелинейного взаимодействия волн, когда не учитывается обратная реакция возбуждаемых волн на исходную волну. С учетом же обратной реакции нелинейные волновые уравнения точно решены лишь в частных, случаях: для взаимодействия плоских волн или узких волновых пакетов в однородных средах [4, 21].

Для анализа взаимодействия нелинейных волн в дисперги-

рующих средах было предложено и развивалось приближение заданных фаз [23, 34–36] и заданной интенсивности [37,38]. В приближении заданных фаз предполагается, что фазовое соотношение между взаимодействующими волнами неизменно. В приближении же заданной интенсивности постоянной в нелинейной среде считается интенсивность исходной волны, а на фазы волн ограничения не накладываются. Область применимости приближения заданной интенсивности ограничивается лишь теми случаями, когда имеется механизм значительного рассогласования фаз взаимодействующих волн. Следует отметить, что приближение заданной интенсивности более точно по сравнению с приближением заданного поля. Однако и в этом случае точность приближения быстро уменьшается с ростом энергообмена между волнами. Общим недостатком этих приближений является тот факт, что в самой их основе лежит предположение о малости изменения амплитуды основной волны, т. е. о слабости нелинейного взаимодействия. Таким образом, эти приближения неприменимы при рассмотрении процессов, в которых происходит сильный энергообмен между взаимодействующими волнами.

Для анализа нелинейных волновых взаимодействий применяется также метод обратной задачи рассеяния [39], в котором отсутствуют ограничения на коэффициент нелинейной связи волн, однако вследствие его сложности приходится ограничиваться получением асимптотических решений.

Трудности аналитического рассмотрения нелинейного взаимодействия волн привели к необходимости привлечения для расчетов ЭВМ. Например, численные методы использовались для решения задач о нелинейном взаимодействии расходящихся пучков [40–42], сфокусированных пучков [43] и сверхкоротких импульсов [44], а также о взаимодействии волн в неоднородных нелинейных средах [45]. Однако в теории нелинейных волн существенное значение имеет развитие аналитических методов, позволяющих выйти за рамки приближений заданного поля и заданной интенсивности и в то же время иметь наглядные результаты.

Таким методом является приближение сильного взаимодействия (СВ). В этом приближении ни на фазу, ни на амплитуду взаимодействующих волн никакие ограничения не накладываются. Фи-

зической основой данного приближения служит то обстоятельство, что сильный энергообмен между волнами может реализоваться, если в нелинейной среде взаимодействуют волны, достаточно близкие по параметрам к плоским. Математической основой приближения сильного взаимодействия является метод последовательных приближений, причем нулевым членом приближения считается известное точное решение нелинейных уравнений для плоских волн [5]. Таким образом, «мерой» приближения является отличие реальных волн от плоских. Это приближение пригодно для описания как слабого, так и сильного взаимодействия реальных волн в реальных средах, в результате которых энергия исходной волны может полностью преобразоваться в энергию генерируемых волн.

В настоящем разделе для анализа взаимодействия волн в нелинейных диспергирующих средах используется приближение сильного взаимодействия [46, 47].

В общем случае трехчастотное нелинейное взаимодействие модулированных в пространстве и во времени световых волн, распространяющихся вдоль направления z в нелинейной среде, в квазиоптическом приближении описывается системой уравнений [3, 5]

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} + \hat{M}_n A_n = -i F_n \exp(-i \Delta k_z z), \quad (1.1)$$

где оператор $\hat{M}_n$ равен (во втором приближении теории дисперсии)

$$\hat{M}_n = \rho_n \frac{\partial}{\partial x} + \frac{i}{2k_n} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + v_n \frac{\partial}{\partial t} - i g_n \frac{\partial^2}{\partial t^2}. \quad (1.2)$$

Здесь x, y, z – пространственные координаты; t – время; A_n ($n = 1, 2, 3$) – комплексная амплитуда волны на частоте ω_n . Величина $v_n = \frac{1}{u_n} = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_n}^{-1}$, где $u_n = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_n}$ – групповая скорость волны; $g_n = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_n}$ – коэффициент дисперсионного расплывания; k_n – волновое число; ρ_n – угол между лучевым и волновым

векторами. Величины F_n учитывают взаимодействие волн:

$$F_1 = \gamma_1 A_2^* A_3, \quad F_2 = \gamma_2 A_1^* A_3, \quad F_3 = \gamma_3 A_1 A_2;$$

γ_n – коэффициент нелинейной связи; $\overrightarrow{\Delta k} = \overrightarrow{k_3} - \overrightarrow{k_1} - \overrightarrow{k_2}$ – волновая расстройка взаимодействующих волн; Δk_z – ее проекция на ось z .

В операторе $\hat{M}_n$ члены с первой производной по поперечной координате x учитывают анизотропию среды, принимая во внимание апертурные эффекты, а члены со вторыми производными по поперечным пространственным координатам – дифракционные эффекты.

В каждом конкретном случае учет всех членов в (1.2), как правило, не обязателен.

Как уже отмечалось выше, использовавшиеся длительное время приближенные аналитические методы решения системы укороченных уравнений пригодны лишь в случае небольших перекачек энергии из одной волны в другую, что обусловлено достаточно сильным влиянием членов, входящих в оператор $\hat{M}_n$ (1.2). По сравнению с ними величину нелинейности $\gamma_n F_n$ можно считать малой и рассматривать ее как малый возмущающий параметр. Напротив, при сильном взаимодействии волн величину $\hat{M}_n A_n$ можно считать малым возмущением по сравнению с членом $\gamma_n F_n$. Поэтому в данном случае естественно разлагать решение системы (1.1) в ряд уже не по величине коэффициентов нелинейной связи, а наоборот, – по степени малой величины, характеризующей значение $\hat{M}_n A_n$. Именно на этой основе и построено приближение сильного взаимодействия.

Как это следует из (1.1), процесс вырожденного трехчастотного взаимодействия описывается следующей системой уравнений (здесь и далее рассматриваются только коллинеарные взаимодействия волн):

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \alpha \hat{M}_1 A_1 = -i \gamma_1 A_1^* A_2, \quad (1.3)$$