

В.И.Беспалов, Г.А.Пасманик

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА И АДАПТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ



«НАУКА»

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

В.И. Беспалов Г.А. Пасманик

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА И АДАПТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Ответственный редактор
академик
А. В. ГАПОНОВ ГРЕХОВ



МОСКВА
«НАУКА»
1986

УДК 535.375+535.36+537.8

Беспалов В. И., Пасманик Г. А. **Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы.**— М.: Наука, 1986. 136 с.

Книга посвящена проблеме создания лазерных систем, направленность излучения которых не чувствительна к качеству входящих в их состав оптических элементов. Принципы их работы основаны на использовании явлений обращения волнового фронта и суммирования световых пучков, реализуемых в процессах вынужденного рассеяния, трех- и четырехволнового взаимодействия.

Монография предназначена для специалистов в области лазерной физики и техники, голографии, когерентной и нелинейной оптики, студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

Ил. 22. Табл. 1. Библиогр. 39 назв.

Рецензенты:

Л. А. БОЛЬШОВ, Л. А. ОСТРОВСКИЙ

ПРЕДИСЛОВИЕ

В монографии рассмотрены некоторые вопросы нелинейной оптики применительно к проблеме разработки лазерных систем с обрабатывающими волновой фронт (ОВФ) зеркалами. Авторы ставили своей целью сформировать у читателя общее представление о физике соответствующих процессов, дать наглядное истолкование их особенностей и изложить методы анализа, позволяющие оценить пригодность тех или иных нелинейных оптических эффектов (вынужденного рассеяния, трех- и четырехволновых взаимодействий) для создания ОВФ-зеркал с требуемыми параметрами, осуществить оптимальный выбор нелинейных материалов.

В первой главе монографии рассмотрены и приведены основные соотношения, относящиеся к вынужденному рассеянию света, а во второй — обсуждены трех- и четырехволновые взаимодействия. В обеих главах рассмотрение проводится целенаправленно применительно к проблеме ОВФ, а также и к некоторым другим проблемам коррекции пространственно-временной структуры световых пучков. В их числе задачи умножения фазы поля электромагнитной волны, преобразования частоты излучения с сохранением его пространственной структуры, перекачки энергии мощного, но ненаправленного излучения в первоначально слабый, но направленный световой пучок, задача укорочения лазерного импульса в процессах нелинейного преобразования и т. д.

Третья глава книги посвящена обсуждению конкретных адаптивных лазерных систем. В ней анализируются процессы в двухпроходовых лазерных усилителях с ОВФ-зеркалами и приводятся данные о достигнутых здесь результатах по яркости оптического излучения. Существенное место уделяется также анализу работы лазерных систем с адаптивной фокусировкой излучения на мишени. Кроме того, обсуждаются особенности самовозбуждения лазеров с ОВФ-зеркалами, рассматриваются проблемы адаптивной обработки оптической информации, в частности вопросы выделения из шумов с помощью нелинейных волновых процессов слабых оптических сигналов и регистрации их пространственно-временной структуры.

Авторы не имели возможности последовательно осветить все вопросы теории нелинейных процессов, относящиеся к проблеме ОВФ в нелинейных средах, в некоторых случаях приведены только окончательные соотношения со ссылками на литературу, в которой можно найти соответствующие выводы. По проблеме ОВФ в нелинейных средах к моменту написания предлагаемой книги опубликовано большое число статей (свыше 500). Довольно полный перечень опубликованных работ по этой теме (до 1982 г. включительно) имеется в сборнике «Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах» под редакцией В. И. Беспалова (Горький: ИПФ АН СССР, 1982. 247 с.). Поэтому авторы сочли возможным привести лишь минимально необходимое число ссылок, в основном на работы других исследователей, результаты которых были отражены в книге.

В связи с обсуждаемыми проблемами у читателя может возникнуть необходимость ознакомиться с вопросами ОВФ-излучения, основанного на использовании когерентной адаптивной оптической техники. Соответствующий перечень литературы можно найти в книге «Адаптивная оптика» под ред. Э. А. Витриченко (М.: Мир, 1980. 456 с.). Некоторые вопросы, относящиеся к исследованию влияния нелинейных волновых процессов на трассе распространения световых пучков на работу адаптивных лазерных систем, обсуждаются в обзорной статье С. А. Ахманова, М. А. Воронцова, В. Г. Кандидова, А. П. Сухорукова и С. С. Чеснокова «Тепловое самовоздействие световых пучков и методы его компенсации» (Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т. 23, № 1, с. 5—38).

ВВЕДЕНИЕ

Направленность лазерного излучения является важнейшей его характеристикой. Улучшение направленности, или уменьшение расходимости световых пучков, приводит к увеличению дальности действия линии лазерной связи, оптических дальномеров и т. п. Особенно важно уменьшить расходимость в том случае, когда требуется достичь предельно высокой концентрации оптической энергии или мощности на мишенях, имеющих малые угловые размеры из-за небольшой площади их поверхности или из-за удаленности от источника излучения.

Минимальная расходимость светового пучка диаметром D_0 ограничивается так называемым дифракционным пределом, определяемым приближенным соотношением $\theta_d = \lambda_0/D_0$, где λ_0 — длина волны излучения. Однако реальная расходимость лазерных пучков близка к дифракционной только в том случае, когда поверхность их волнового фронта плоская. Для световых пучков небольшого диаметра создание плоской поверхности волнового фронта, как правило, не вызывает особых затруднений. Однако при увеличении диаметра трудность формирования пучков с предельно малой (дифракционной) расходимостью резко возрастает. Это связано как со сложностью изготовления совершенных (безабберационных) оптических элементов, так и с изменением свойств этих элементов при прохождении через них лазерного излучения в процессе его генерации, усиления и преобразования для последующего использования.

Труднее всего решить задачу формирования плоского волнового фронта у высокоэнергетичных и мощных световых пучков. Для компенсации возникающих и изменяющихся во времени (например, в процессе усиления) искажений поверхности волнового фронта лазерных пучков в конце 60-х — начале 70-х годов был предложен ряд методов коррекции поперечной структуры оптического излучения, основанных на использовании нелинейных оптических процессов. Начиная с этого времени нелинейная оптика оказывает возрастающее влияние на разработку новых лазеров. В результате к началу 80-х годов были разработаны принципы построения лазеров, нечувствительных к оптическому качеству используемых элементов. Лазеры нового поколения включают устройства с нелинейными волновыми преобразованиями световых пучков. На основе таких лазеров, в частности, была достигнута рекордная яркость оптического излучения.

Нелинейные волновые преобразования обеспечивают такую коррекцию световых пучков, которая приводит либо к форми-

рованию плоского волнового фронта у выходящего лазерного излучения, либо к передаче этого излучения через неоднородную среду на заданную апертуру с минимальными дифракционными потерями мощности. Суть указанной коррекции состоит в том, что формирующиеся в процессе лазерной генерации световые пучки подстраиваются под оптически неоднородную трассу, вдоль которой они распространяются. Поэтому лазеры, основанные на такой коррекции, называют адаптивными.

Для коррекции поперечной структуры оптического излучения используется обращение волнового фронта (ОВФ) света. При ОВФ происходит формирование такого обратно направленного светового пучка, в котором по мере распространения в обратной последовательности воспроизводятся все пространственные распределения поперечной структуры исходной (прямой) волны. Можно сказать, что процесс ОВФ эквивалентен отражению от своеобразного зеркала, каждый элемент поверхности которого перпендикулярен падающему на него лучу. Если поверхность волнового фронта излучения изменяется во времени, то такое зеркало также должно изменить форму своей поверхности, подстраиваясь каждый раз под падающее на него излучение.

В основе ОВФ света в нелинейных средах лежат различные типы вынужденного рассеяния, в первую очередь вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ), а также процессы трех- и четырехволнового взаимодействия световых волн.

Процессы нелинейного взаимодействия световых волн, приводящие к ОВФ, реализованы в средах с квадратичной и кубичной зависимостью нелинейной поляризации вещества от амплитуды поля световой волны. Эти процессы для квадратичных сред называют трех-, а для кубичных — четырехволновыми. Для осуществления ОВФ квадратичные или кубичные среды просвечиваются соответственно одной или двумя (встречными) волнами (в голографии эти волны называют опорными, в нелинейной оптике — накачками). Кроме этого, на нелинейную среду направляют так называемую предметную, или сигнальную, волну, у которой необходимо обратить волновой фронт. При взаимодействии опорной и предметной волн из-за наличия нелинейной поляризации в среде возбуждается новая волна.

Для ОВФ в квадратичных средах частоту опорной волны выбирают так, чтобы она вдвое превышала частоту предметной. В этом случае «рожденная» новая волна распространяется относительно опорной под одинаковым с предметной волной углом, но зеркально-симметрично. Если за нелинейной средой перпендикулярно к опорной волне расположено плоское зеркало, то возбужденная при трехволновом взаимодействии волна, отражаясь от него, изменяет свое направление распространения так, что приближенно становится обращенной относительно исходной предметной волны.

При взаимодействии волн в кубичных средах частоты опорных и предметной волн выбирают близкими между собой.

В этом случае возбужденная новая волна распространяется в направлении, противоположном направлению распространения предметной волны, и имеет обращенный (относительно этой волны) волновой фронт.

В обоих рассмотренных случаях в обращенную волну перекачивается энергия из опорных волн. Коэффициент отражения R , равный отношению мощностей обращенной и исходной (предметной) волн, может достигать значений, существенно превышающих единицу. Для параметрических методов характерно то, что они беспороговые, т. е. коэффициент отражения R слабо зависит от амплитуды предметной волны.

Для реализации ОВФ, основанного на вынужденном рассеянии, наличие опорных волн не требуется. Здесь происходит так называемое самообращение волнового фронта. Наиболее широко в настоящее время для этих целей используется процесс ВРМБ. В этом процессе подвергаемая ОВФ неоднородная по пространственной структуре волна накачки создает для встречной волны (сдвинутой по частоте в стоксову область на частоту гиперзвука) неоднородный профиль усиления. Первоначально стоксова волна зарождается в результате спонтанного рассеяния волны накачки и затем усиливается в неоднородном профиле усиления с локальным инкрементом, пропорциональным интенсивности падающей волны. С максимальным темпом нарастает та часть стоксовой волны, пространственные всплески интенсивности которой приходятся на области с наибольшим усилением (области с наибольшими значениями интенсивности волны накачки). В результате встречная волна формируется в волну с обращенным волновым фронтом, имеющую такую пространственную структуру поля, которая воспроизводит (с комплексным сопряжением) поле волны накачки.

На явление ОВФ при ВРМБ можно взглянуть иначе. В процессе взаимодействия падающей волны накачки и встречной стоксовой волны в нелинейной среде возбуждается гиперзвуковая волна сложной структуры, такая, что отраженное от нее излучение идет строго назад, в направлении прихода. Гиперзвуковая волна в этом процессе играет роль гибкого движущегося ОВФ-зеркала, создаваемого самим светом. Поскольку, как уже отмечалось выше, при вынужденном рассеянии имеет место самообращение волнового фронта света, то коэффициент отражения здесь всегда меньше единицы.

Из-за простоты реализации и благодаря проведенным всесторонним исследованиям названные выше нелинейные эффекты нашли широкое применение в современной оптике для коррекции и формирования структуры лазерного излучения. С их помощью удалось решить проблему компенсации абберационных искажений, вносимых в световые пучки реальными оптическими элементами, улучшить направленность лазерного излучения, увеличить его энергию и повысить яркость.

ОВФ света в реальном масштабе времени позволяет создать системы адаптивной фокусировки излучения на мишени. Такие системы основаны на предварительной подсветке мишени ненаправленным излучением, усилении и отражении с ОВФ рассеянного мишенью света. Одним из ключевых моментов работы подобных систем является реализация ОВФ световых сигналов с очень малой мощностью. При этом важно достигнуть того предела, когда квантованность оптических полей накладывает принципиальные ограничения на возможности обращения их волнового фронта.

Весьма перспективны также методы возбуждения между мишенью и источником излучения самонастраивающегося под оптически неоднородную трассу (адаптивного) светового пучка, скорректированного таким образом, чтобы обеспечить оптимальный перенос энергии лазерного импульса на мишень. Формирование подобного пучка достигается тогда, когда мишень и ОВФ-зеркало (или два ОВФ-зеркала, оптически связанные через мишень) образуют адаптивный резонатор, самовозбуждение которого приводит к генерации излучения, фокусирующегося непосредственно на мишень. Осуществление подобной генерации особенно интересно, когда резонатор с ОВФ-зеркалами имеет большие дифракционные потери.

Глава 1

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

1.1. Физическая картина вынужденного рассеяния и его основные особенности

1.1.1. Природа и классификация различных видов вынужденного рассеяния

Оптическое излучение, проходя через макроскопически однородную среду, т. е. вещество, не имеющее так называемых технических неоднородностей, связанных со спецификой его создания, рассеивается на изменяющихся во времени неоднородностях показателя преломления Δn , обусловленных флюктуационными процессами, всегда происходящими не только в газах и жидкостях, но и в твердых телах. Такое рассеяние принято называть спонтанным (СР). Это рассеяние, вызванное тепловым движением частиц вещества, вращательным или колебательным молекулярным движением, колебаниями кристаллической решетки, как правило, настолько слабое, что обычно незаметно; его интенсивность пропорциональна интенсивности проходящего через среду света. Однако такая пропорциональность имеет место только до некоторого уровня мощности падающего на среду света, после превышения которого происходит более быстрый рост рассеянного излучения — спонтанное рассеяние переходит в вынужденное (ВР). Интенсивность последнего может быть настолько большой, что падающий свет полностью преобразуется в рассеянный. Изменение характера рассеяния обусловлено тем, что при достаточно высоких интенсивностях излучения из-за интерференции падающего и рассеянного света происходит резонансная раскачка первоначально слабых (спонтанных) флюктуаций показателя преломления. В результате изменяется как интенсивность, так и пространственно-временной спектр этих флюктуаций. Как следствие, возрастает величина коэффициента рассеяния, а также изменяется пространственно-временная структура рассеянного излучения. Последнее обстоятельство очень существенно — именно оно позволяет использовать ВР для преобразования падающих на нелинейную среду световых пучков, что важно, в частности, для решения задач адаптивной оптики.

Существует большое число видов СР и соответственно ВР, связанных с различного рода процессами, протекающими в нелинейных средах. Однако не все виды ВР достаточно просто регистрировать, а тем более использовать в первую очередь из-за взаимной конкуренции, а также других нелинейных процессов (пробой, самофокусировка, многоквантовое поглощение света и т. д.). В связи с этим не все виды ВР представляют равный интерес для интересующей нас проблемы и не все будут ниже рас-

смагиваться, хотя в зависимости от условий эксперимента (или стоящей задачи) приходится отдавать предпочтение тому или иному виду ВР.

Флюктуации показателя преломления Δn_{ij} имеют в общем случае изотропную Δn и анизотропную $\Delta n'_{ij}$ составляющие:

$$\Delta n_{ij} = \Delta n \delta_{ij} + \Delta n'_{ij}, \quad (1.1)$$

где $\Delta n = \frac{1}{3} \sum \Delta n_{ii}$. Следовательно,

$$\Delta n'_{ij} = \Delta n_{ij} - \delta_{ij} \Delta n \left(\sum_i \Delta n'_{ii} = 0 \right).$$

Причиной флюктуаций Δn являются термодинамические флюктуации изотропных характеристик сред. Рассеяние, обусловленное изменениями Δn , вызванными возмущениями давления p , носит название мандельштам-бриллюэновского, возмущениями энтропии S — энтропийного (температурного). Если среда — раствор или смесь газов или жидкостей, то изменения показателя преломления Δn могут быть связаны с флюктуациями концентрации — концентрационное рассеяние. Флюктуации Δn вызываются также внутримолекулярным движением, колебаниями кристаллической решетки и т. п. Соответствующие колебания называют оптическими фононами, рассеяние на них — комбинационным.

Анизотропная часть флюктуаций $\Delta n'_{ij}$ зависит от флюктуации параметров, характеризующих анизотропию. В упрощенных и наиболее разработанных моделях жидкостей и газов подобным параметром является так называемый тензор анизотропии ξ_{ij} . Этот тензор обычно характеризует ориентацию молекул. Например, в среде с анизотропно-поляризуемыми или полярными молекулами $\xi_{ij} = \frac{1}{2} (\langle \cos \theta_i \cos \theta_j \rangle - \frac{1}{3} \delta_{ij})$, где θ_i — угол наклона оси молекулы к i -й координатной оси, а усреднение происходит по молекулам в рассматриваемом элементарном объеме. Рассеяние света на анизотропных флюктуациях называют рассеянием крыла линии Рэлея.

Здесь перечислены не все разновидности ВР — взяв другие виды СР, можно сопоставить им и другие виды ВР. В то же время при изучении взаимодействия интенсивного света с веществом иногда приходится сталкиваться и с необычными аномалиями в процессах светорассеяния. Зачастую они вызваны взаимодействием различных видов ВР, особенно в таких средах, как, например, хинолин, нитробензол, молекулы которых сильно анизотропны. Иногда аномалии в светорассеянии связаны с наличием в веществе посторонних микровключений, примесей химически активных соединений и т. п. Подобные аномалии исследованы пока еще недостаточно и далее не рассматриваются.

Частотный спектр спонтанного и вынужденного рассеяний непосредственно связан со спектром флюктуаций показателя преломления Δn_{ij} . Если флюктуации Δn_{ij} разложить в пространст-

венно-временной интеграл Фурье, каждая гармоника которого имеет частоту Ω и волновой вектор \mathbf{q} , т. е. изменяется как $\exp(i\Omega t - i\mathbf{q}\mathbf{r})$, то легко заметить, что плоская монохроматическая волна с частотой ω_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 рассеивается на каждой фурье-гармонике («решетке») в волну с частотой

$$\omega_1 = \omega_0 - \Omega \quad (1.2)$$

и волновым вектором

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 - \mathbf{q}. \quad (1.3)$$

Формулы (1.2) и (1.3) при выполнении дисперсионных соотношений $|k_{0,1}| = \frac{\omega_{0,1}}{c} n(\omega_{0,1})$ отражают условия резонансного преобразования падающего излучения в рассеянную волну (условия синхронизма). Они означают, что вклад в рассеянный свет с частотой ω_1 и волновым вектором \mathbf{k}_1 дадут лишь те флюктуации, пространственно-временной спектр которых содержит гармоники, удовлетворяющие условиям (1.2) и (1.3).

Мандельштам-бриллюэновское, температурное, концентрационное рассеяния происходят на сравнительно низкочастотных флюктуациях Δn (с частотой ниже или порядка 10^{10} Гц). Поэтому смещение или уширение частотного спектра рассеянного света относительно линии падающего излучения невелико. Частотный спектр рассеяния крыла линии Рэля также сосредоточен вблизи частоты падающего излучения (в пределах 10^{11} — 10^{12} Гц). Обычно рассеяние света со сравнительно небольшим смещением или уширением частотного спектра называют рэлеевским рассеянием.

В отличие от рэлеевского спектр комбинационного рассеяния из-за высоких частот колебаний оптических фононов смещен уже на довольно большую величину ($\sim 10^{13}$ — 10^{14} Гц).

1.1.2. Исходные уравнения

Ввиду сложности и громоздкости теоретического анализа процесса ВР света в общем случае ограничимся далее рассмотрением ряда простых моделей и с их помощью выясним основные особенности интересующих нас процессов. В более сложных случаях приведем лишь окончательные результаты или ограничимся их качественным анализом.

Падающее на вещество оптическое излучение, которое иницирует ВР,— это обычно лазерное излучение с малой угловой расходимостью. Для наблюдения ВР такое излучение (распространяющееся для определенности вдоль оси z) фокусируют в среду или пропускают через среду без фокусировки. При этих условиях требуется определить комплексную амплитуду $\mathcal{E}_0(z = L, \mathbf{r}_\perp, t)$ поля лазерного пучка, прошедшего через среду, и комплексные амплитуды $\mathcal{E}_1(z = L, \mathbf{r}_\perp, t)$ или $\mathcal{E}_1(z = 0, \mathbf{r}_\perp, t)$ «выходного» поля рассеянного света.

Исходными являются уравнения Максвелла для полей \mathbf{E} и \mathbf{H} и векторов индукции \mathbf{D} и \mathbf{B} . В изотропной среде в системе СГСЭ эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{D} / \partial t &= c \operatorname{rot} \mathbf{H}, & \partial \mathbf{B} / \partial t &= -c \operatorname{rot} \mathbf{E}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, & \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Учитывая, что для оптического диапазона длин волн магнитная проницаемость вещества близка к единице, и исключая из уравнений (1.4) векторы \mathbf{B} и \mathbf{H} , получим

$$\partial^2 \mathbf{D} / \partial t^2 + c^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0. \quad (1.5)$$

Это уравнение совместно с материальным уравнением

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1.6)$$

описывает изменение свойств электрического поля в пространстве и во времени. При учете дисперсии соотношение (1.6) усложняется и диэлектрическая проницаемость среды ϵ является оператором. Однако, если рассматриваются волны с достаточно узким частотным спектром, использование алгебраического соотношения (1.6) в пределах небольшого частотного интервала вполне оправданно.

Продольный размер световых пучков в веществе обычно существенно превышает поперечный. Поэтому ВР, эффективность которого очень сильно зависит от длины области рассеяния, развивается в основном вдоль оси пучка света — в попутном или встречном направлениях. При этих условиях для описания процесса ВР удобно воспользоваться квазиоптическим приближением.

В рамках применимости такого приближения на одной из границ вещества задается комплексная амплитуда \mathcal{E}_0 электрического поля «входного» лазерного пучка

$$\mathbf{E}_0 = \mathcal{E}_0 \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) + \text{к. с.}, \quad k_0 = \frac{\omega_0}{c} n(\omega_0). \quad (1.7)$$

На той же (при попутном ВР) или на противоположной (при встречном ВР) границе задается в общем случае отличная от нуля комплексная амплитуда \mathcal{E}_1 электрического поля «рассеянного» пучка:

$$\mathbf{E}_1 = \mathcal{E}_1 \exp(i\omega_1 t \mp ik_1 z) + \text{к. с.}, \quad k_1 = \frac{\omega_1}{c} n(\omega_1) \quad (1.8)$$

(знак минус относится к попутному, а плюс — к встречному ВР).

Будем считать, что в среде в начальный момент напряженности полей $E_0(z, r_{\perp}, t=0)$ и $E_1(z, r_{\perp}, t=0)$ равны нулю. Положим, кроме того, что возмущения диэлектрической проницаемости $\Delta \epsilon = \epsilon - \epsilon_0 = 2n_0 \Delta n$ и показателя преломления $\Delta n = n - n_0$, характеризующие отклонения указанных величин от соответствующих средних значений ϵ_0 и n_0 , относительно малы. Тогда, исходя из

(1.5), нетрудно составить квазиоптические уравнения для комплексных амплитуд \mathcal{E}_0 и \mathcal{E}_1 .

Для этого примем во внимание, что в силу условий синхронизма (1.2) и (1.3) ВР лазерного излучения с частотой ω_1 и волновым вектором \mathbf{k}_1 осуществляется на флюктуациях Δn , промодулированных во времени и пространстве с частотой $\Omega = \omega_0 - \omega_1$ и волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$. Поэтому флюктуации удобно представить в виде

$$\Delta n = \Delta n' \exp(i\Omega t \mp i\mathbf{q}z) + \text{к. с.}, \quad (1.9)$$

где знак минус относится к попутному, а плюс — к встречному ВР. Тогда, подставляя (1.7)–(1.9) в (1.5) и учитывая (1.2), (1.3), (1.6), после приравнивания коэффициентов при одинаковых «быстроосциллирующих» экспонентах получим искомые квазиоптические уравнения:

$$\left(\frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \right) \mathcal{E}_0 = - \frac{ik\Delta n'}{n} \mathcal{E}_1, \quad (1.10)$$

$$\left(\frac{1}{v_1} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} \right) \mathcal{E}_1 = \frac{ik\Delta n'^*}{n} \mathcal{E}_0. \quad (1.11)$$

Знак плюс относится к попутному, минус — к обратному ВР, $v_{0,1} = c/n(\omega_{0,1})$.

Чтобы составить уравнения относительно Δn , необходимо конкретизировать тип ВР. Рассмотрим ВР Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ). В этом процессе изменения Δn связаны с возмущениями давления p соотношением $\Delta n = (\partial n / \partial p)_{sp}$. Динамика этих возмущений (звуковых волн) описывается уравнением Навье—Стокса

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - v_s^2 \Delta p - \Gamma_S \Delta \frac{\partial p}{\partial t} = -v_s^2 \operatorname{div} \mathbf{f} - v_s^2 \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial T} \right)_p \frac{T}{C_p} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2}, \quad (1.12)$$

где v_s — адiabатическая скорость звука; ρ , S и T — соответственно плотность, энтропия в единице объема и температура среды; $\Gamma_S = \frac{1}{\rho} \left[\frac{4}{3} \eta + \eta' + \frac{\kappa}{\rho C_p} \left(\frac{C_p}{C_v} - 1 \right) \right]$ — коэффициент, характеризующий затухание звука, η и η' — соответственно сдвиговая и объемная вязкости, κ — теплопроводность вещества, C_p/C_v — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.

В правую часть (1.12) входит плотность внешней силы \mathbf{f} , происхождение которой в случае ВРМБ связано с электрострикцией, т. е.

$$\mathbf{f} = \frac{\gamma}{8\pi} \nabla E^2, \quad \Gamma = \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)_S. \quad (1.13)$$

Кроме того, при учете флюктуационных процессов, ответственных за СР, в правую часть уравнения (1.12) вводится также случайная сторонняя сила.

Возмущение давления можно записать в виде

$$p = P \exp(i\Omega t - iqz) + \text{к. с.}, \quad q = \Omega/v_s, \quad \Omega = \omega_0 - \omega_1, \quad (1.14)$$

и, подставляя (1.14) в (1.12), а также учитывая (1.2) и (1.3), после приравнивания членов при одинаковых «быстроосциллирующих» экспонентах получим так называемое укороченное уравнение

$$\frac{\partial P}{\partial t} + v_s \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{iv_s}{2q} \Delta_{\perp} P + \frac{P}{\tau} = -i\beta \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_1^*, \quad (1.15)$$

где $\tau = 2/\Gamma_s q^2$ — время релаксации гиперзвука; $\beta = qv_s \Upsilon / 8\pi$. Мы пренебрегли «быстрым» изменением энтропии по частоте звука Ω , что практически всегда оправдано в оптически прозрачных средах.

При выводе уравнения (1.15), кроме того, предполагалось, что рассеянная волна распространяется во встречном (по отношению к лазерному пучку) направлении, а звуковая волна — в том же направлении, что и лазерный пучок. В этом случае частота рассеянного света меньше частоты лазерного излучения на величину $\Omega = qv_s = 2k_0 v_s$ (стоксово смещение частоты $\Omega > 0$). Рассеяние в волну частотой, большей, чем частота лазерного излучения (антискосово смещение частоты $\Omega < 0$), происходит на звуке, распространяющемся во встречном направлении, и описывается точно таким же уравнением, что и (1.15), но знак в правой части заменяется на противоположный.

Если же рассеянная волна распространяется попутно с лазерной (под малым углом: $\theta \ll 1$), то величина волнового вектора $|\mathbf{q}|$, определяемая из условия синхронизма (1.3), равна $|\mathbf{q}| \simeq \simeq k_0 \theta$. В этом случае частота звука $\Omega = |\mathbf{q}| v_s = k_0 v_s \theta$, приводящего к рассеянию под углом θ , пропорциональна углу рассеяния, и при $\theta \rightarrow 0$ частота $\Omega \rightarrow 0$. Это означает, что частота света, рассеянного в попутном направлении, очень мало смещена относительно частоты падающего лазерного излучения. Из-за малого частотно-го смещения и малого значения волнового вектора $|\mathbf{q}|$ попутное ВРМБ коротких лазерных импульсов (с длительностью $\sim 10^{-7}$ — 10^{-8} с), как правило, малоэффективно (см. ниже). Поэтому этот процесс почти не используется на практике. Наиболее интересным для приложений является встречное ВРМБ.

Для встречного ВРМБ в реальных условиях длина пробега гиперзвука (речь идет о частотах $\Omega \sim 10^{10}$ Гц) за время его релаксации τ существенно меньше характерного масштаба продольного изменения комплексной амплитуды P из-за дифракции гиперзвуковой волны или ее нелинейной раскачки вследствие электрострикции. Поэтому вторым и третьим членами в левой части (1.15) можно пренебречь. Полученное уравнение совместно с уравнениями (1.10) и (1.11), где Δn заменяется на $(\partial n / \partial p)_s P$, описывает встречное ВРМБ.

Подобные же уравнения составляются также для вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Здесь изменение $\Delta n =$

$\kappa = (\partial n / \partial Q) Q$ связано с внутримолекулярными или другими колебаниями, характеризуемыми обобщенной координатой Q . Изменение этой координаты обычно описывается уравнением гармонического осциллятора

$$\ddot{Q} + \Omega^2 Q + 2\gamma \dot{Q} = \frac{(\partial \varepsilon / \partial Q) E^2}{\kappa \rho r}, \quad (1.16)$$

где γ^{-1} — время релаксации колебаний. В правую часть (1.16) включена «внешняя сила», определяемая как производная свободной энергии $F = F_0 + eE^2/8\pi$ по координате Q .

Так же как в случае возмущения давления p , представим координату Q в виде

$$Q = Q' \exp(i\Omega t - i q z) + \text{к. с.} \quad (1.17)$$

и подставим в (1.16). Тогда с учетом (1.2) и (1.3) получим укороченное уравнение

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \gamma Q = -i \frac{\partial \varepsilon / \partial Q}{8\pi \rho \Omega} \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_1^*. \quad (1.18)$$

Это уравнение относится как к случаю попутного, так и встречного ВКР со стоксовым смещением частоты ($\Omega > 0$). ВКР с антистоксовым смещением описывается точно таким же уравнением, но знак перед правой частью следует заменить на противоположный.

При вынужденном температурном рассеянии (ВТР) возмущения температуры $\delta T = T - T_0$, определяющие флуктуации $\Delta n = (\partial n / \partial T)_p \delta T$, описываются уравнением теплодиффузии

$$\left(\rho C_p \frac{\partial}{\partial t} - \kappa \Delta \right) \delta T = \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\alpha c n}{4\pi} E^2, \quad (1.19)$$

где α — коэффициент линейного поглощения. В правую часть этого уравнения входят два слагаемых, связанных с тепловыделением. Одно из них обусловлено возмущениями давления p , а другое — линейным поглощением света в веществе. Возмущения давления вызываются электрострикцией. При ВТР характерный масштаб временного изменения температуры существенно больше, чем период звуковой волны. Поэтому давление p , входящее в формулу (1.19), определяется главным образом составляющей $p_{н.ч}$ и квазистатически следует за изменением электрического поля: $p_{н.ч} = (\Upsilon/8\pi) E^2$. Первое слагаемое (ответственное за электрокалорический эффект) в правой части (1.19), таким образом, равно

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T \frac{\partial p_{н.ч}}{\partial t} = \frac{T_0}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p \frac{\partial E^2}{\partial t}. \quad (1.20)$$

ВТР, связанное с электрокалорическим эффектом, обычно мало и ниже не рассматривается. Более существенным в большинстве случаев оказывается ВТР, связанное с поглощением света. Это

рассеяние происходит с небольшим смещением частоты, и поэтому при его описании удобно принять $\omega_1 = \omega_0$. (Здесь и ниже речь идет о взаимодействии квазимонохроматических и параксиальных световых пучков с относительно узким частотным и угловым спектром, что учитывается «медленной» зависимостью комплексных амплитуд \mathcal{E}_0 и \mathcal{E}_1 от времени и координат.)

Для встречного рассеяния представим температурные возмущения в виде

$$\delta T = T' e^{i\alpha z} + \text{к. с.}, \quad (1.21)$$

где $q = 2k_0$. Подставляя (1.21) в (1.19) и учитывая (1.2) и (1.3), получим

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \frac{T'}{\tau} = -\frac{cn\alpha}{2\pi\rho C_p} \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_1^*, \quad (1.22)$$

где $\tau = 1/\chi_T q^2$ — время релаксации возмущений температуры; $\chi_T = \kappa/\rho C_p$ — коэффициент температуропроводности.

Возмущения показателя преломления Δn , связанные с δT , обычно существенны, если возмущение температуры вызывает изменение плотности вещества. Ясно, что это происходит обычно в том случае, когда звуковая волна успевает пробежать характерный масштаб изменения температуры $\Lambda = 2\pi/q$. По этой причине ВТР может развиться лишь тогда, когда длительность лазерного импульса t_0 превышает время пробега звука на масштабе Λ , т. е.

$$t_0 \gg t_\Lambda = 2\pi/qv_s.$$

При попутном ВТР волновой вектор $|\mathbf{q}| = k_0\theta$ ($\theta \ll 1$). Поэтому при $\theta \rightarrow 0$ время $t_\Lambda(\theta) \rightarrow \infty$. Если длительность импульсов, используемая в лазерных экспериментах, такова, что $t_0 < t_\Lambda(\theta) = 2\pi/k_0\theta v_s$, то ВТР под небольшими углами малоэффективно и его трудно использовать для коррекции лазерного излучения. Если же $t_0 > t_\Lambda(\theta)$, то ВТР под небольшими углами может быть весьма существенным и его можно использовать для решения ряда задач адаптивной оптики.

Вынужденное концентрационное рассеяние далее не рассматривается, так как этот процесс пока еще не вышел из стадии лабораторного изучения и о его применениях пока говорить не приходится.

Вынужденное рассеяние крыла линии Рэлея (ВРКР) вызывается флуктуациями анизотропной части показателя преломления Δn_{ij} , зависящей от тензора анизотропии ξ_{ij} . Так как $\sum_i \Delta n_{ii}' = 0$, то линейные по ξ_{ij} возмущения показателя преломления в изотропной в среднем среде записываются в виде

$$\Delta n'_{ij} = \frac{A}{2n} \left(\xi_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \sum_i \xi_{ii} \right), \quad (1.23)$$

где постоянная $A = M/\tau$ выражается через так называемую кон-

станту двулучепреломления в потоке (постоянную Максвелла) M и время релаксации τ тензора анизотропии ξ_{ij} [1]. В простейшей модели с одним временем релаксации изменение ξ_{ij} описывается уравнением реакции

$$\tau \frac{\partial^2 F}{\partial \xi_{ij} \partial \xi_{kl}} \dot{\xi}_{kl} = - \frac{\partial F}{\partial \xi_{ij}}, \quad (1.24)$$

где зависящая от ξ_{ij} часть свободной энергии равна

$$\Delta F = \mu \xi_{ij} \xi_{jk} + 2n \Delta n_{ij} E_i E_j / 8\pi. \quad (1.25)$$

Здесь $\mu = \eta / \tau$ — модуль сдвига, η — сдвиговая вязкость. Подставляя (1.25) в (1.24), находим

$$\dot{\xi}_{ij} + \frac{1}{\tau} \xi_{ij} = \frac{A}{16\pi\mu\tau} \left(E_i E_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} E^2 \right). \quad (1.26)$$

Для процесса ВРКР, как и для ВТР, удобно считать $\omega_i = \omega_j$. Для встречного рассеяния представим тензор ξ_{ij} в виде

$$\xi_{ij} = \xi'_{ij} e^{iqz} + \text{к. с.} \quad (1.27)$$

После подстановки (1.27) в (1.26) с учетом (1.2) и (1.3) получим

$$\frac{\partial \xi'_{ij}}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \xi'_{ij} = \frac{A}{16\pi\mu\tau} \left(\mathcal{E}_{0i} \mathcal{E}_{ij}^* + \mathcal{E}_{1i}^* \mathcal{E}_{0j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_1^* \right). \quad (1.28)$$

Попутное ВРКР удобно трактовать также как самовоздействие оптического излучения.

1.1.3. Стационарное рассеяние

Если интенсивность ВР мала по сравнению с интенсивностью возбуждающего его излучения, т. е. $|\mathcal{E}_1| \ll |\mathcal{E}_0|$, то для анализа процесса годится так называемое приближение заданного поля накачки. В этом приближении пренебрегается обратным влиянием рассеянной волны \mathcal{E}_1 на падающую и правую часть (1.10) можно положить равной нулю.

Рассмотрим решение уравнения (1.11) совместно с одним из уравнений (1.15) или (1.22) в случае, когда волна возбуждающего излучения (накачка) плоская, т. е. \mathcal{E}_0 не зависит от \mathbf{r}_\perp . Для учета спонтанного рассеяния, служащего затравочным источником для развития вынужденного процесса, в правые части (1.15) и (1.22) вводится, как уже указывалось выше, дельта-коррелированный сторонний источник $f_{\text{ст}}$ со спектральной плотностью, определяемой флюктуационно-диссипативной теоремой [2]. В (1.15) вводится источник шумовых гиперзвуковых волн с функцией корреляции

$$\langle f_{\text{ст}}(\mathbf{r}, t) f_{\text{ст}}^*(\mathbf{r}', t') \rangle = \frac{2\Gamma\Omega^2}{\rho v_S^2} \theta(\Omega) \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'), \quad (1.29)$$

где $\Omega = 2k_0 v_s$ — частота гиперзвука;

$$\theta(\Omega) = \frac{\hbar\Omega}{2} + \frac{\hbar\Omega}{\exp(\hbar\Omega/k_B T_0) - 1};$$

k_B — постоянная Больцмана; T_0 — температура среды.

В (1.22) вводится источник температурных флуктуаций с функцией корреляции

$$\langle f(\mathbf{r}, t) f^*(\mathbf{r}', t') \rangle = \frac{\theta(\Omega) T_0}{8\pi^4 \rho C_p} \chi_T \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'). \quad (1.30)$$

В результате интегрирования (1.11) и (1.15) (или (1.22)) определим интенсивность рассеянного излучения в единицу спектрального интервала и единицу телесного угла:

$$\frac{\partial^2 I_1}{\partial \omega' \partial \Omega_T} = K \{ \exp[g(\omega') I_0 L] - 1 \}, \quad (1.31)$$

где для ВРМБ

$$g(\omega') = \frac{k_1^2 \Gamma^2 \tau}{2cn^3 \rho v_s [1 + (\omega' - \omega_1)^2 \tau^2]} = \frac{g}{1 + (\omega' - \omega_1)^2 \tau^2}, \quad (1.32)$$

$$K = \frac{v_1 k_1^3}{(2\pi)^3 n} [1 + \bar{n}(\omega') + \bar{n}(\omega_0 - \omega')] \quad (1.33)$$

и для ВТР

$$g(\omega') = \frac{(\partial \epsilon / \partial T)_p \tau^2 (\omega_0 - \omega')}{n^2 \rho C_p [\tau^2 (\omega_0 - \omega')^2 + 1]} = \frac{2g(\omega_0 - \omega') \tau}{1 + (\omega_0 - \omega')^2 \tau^2}, \quad (1.34)$$

$$K = \frac{2k_0^5 \chi_T k_B T |(\partial \epsilon / \partial T)_p|}{(2\pi)^3 n^2 \alpha |\omega_0 - \omega'|}. \quad (1.35)$$

Здесь $g = \max_{\omega'} g(\omega')$; $\bar{n}(\omega') = [\exp(\hbar\omega'/k_B T) - 1]^{-1}$; L — длина среды.

Из приведенных соотношений видно, что рассеянное излучение представляет собой усиленный некогерентный шум в полосе

$$\delta\omega_1 \simeq \delta\omega_{\text{сш}} / \sqrt{M}, \quad (1.36)$$

где $\delta\omega_{\text{сш}} = 2/\tau$. В условиях эксперимента ширина углового спектра рассеянного излучения определяется геометрическими размерами возбуждающего пучка. Если распределение интенсивности по сечению последнего гауссово, то на пороге ВР расходимость рассеянного света определяется соотношением

$$\theta_1 = 2D_0 / L \sqrt{g I_0 L}, \quad (1.37)$$

где D_0 — диаметр пучка накачки; L — длина области рассеяния. Максимум частотного спектра совпадает с максимумом функции $g(\omega')$. Максимум частотного спектра излучения ВРМБ смещен на частоту $\Omega = 2k_0 v_s = 2(v_s/c) n \omega_0$ в стоксову область.

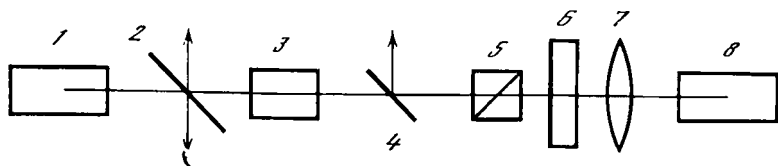
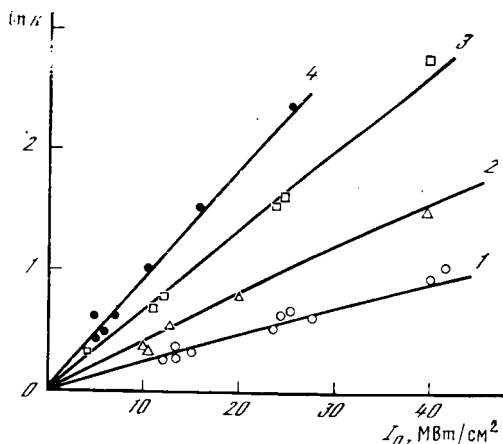


Рис. 1.1. Схема эксперимента для измерения локального инкремента ВРМБ g

Рис. 1.2. Зависимости логарифма коэффициента зондирующего сигнала $\ln k$ от интенсивности накачки I_0 в ВРМБ-усилителе для различных сред

- 1 - H_2O ,
- 2 - CCl_4 ,
- 3 - CH_3OH ,
- 4 - $CH_3(CH_2)_4CH_3$; $L=5$ см



Показатель экспоненты (локальный инкремент) g , характеризующий рост интенсивности рассеянного света вдоль координаты z , обычно определяется экспериментально. Прямые измерения позволяют осуществить эксперименты по усилению внешнего сигнала, частота которого соответствует максимуму усиления. Стандартная схема такого эксперимента для обратного ВРМБ указана на рис. 1.1. Излучение лазера 1 (накачка) проходит через пластинку 2 и направляется в исследуемую кювету 3, далее проходит через делительную пластинку 4, поляризатор 5, четвертьволновую пластинку 6 и фокусируется линзой 7 во вспомогательную кювету 8 для получения зондирующего сигнала.

Этот сигнал формируется в кювете 8 при достаточно большой мощности накачки вследствие развития в ней процесса обратного ВРМБ. Излучение ВРМБ со стоксовым смещением частоты проходит в обратном направлении четвертьволновую пластинку 5, и его поляризация становится ортогональной поляризации лазерного излучения. Однако в условиях реального эксперимента четвертьволновая пластинка 6, линза 7 и кювета 8 за два прохода поворачивают поляризацию излучения не строго на 90° , а на величину, лишь близкую к 90° . Поэтому совершенный поляризатор 5, изготовленный, например, в виде призмы Глана или клина из анизотропного кристалла, относительно небольшую часть зондирующего сигнала (обычно на уровне 1%) с той же поляризацией, что и лазерное излучение, пропускает в исследуемую кювету 3. Мощность такого сигнала измеряется с помощью светоделительной пластинки 4.

Если кюветы 3 и 8 заполнены одной и той же средой, то частота сигнала, исходящего из кюветы 8, приходится на максимум контура усиления $g(\omega)$ в кювете 3. Поэтому в кювете 3 осуществляется усиление сигнала с направленной ему навстречу мощной накачкой. Физический механизм такого усиления основан на эффекте обратного ВРМБ. Коэффициент усиления в кювете 3, рассчитанный из уравнения (1.11) с учетом (1.15), равен

$$k = \exp(gI_0L). \quad (1.38)$$

Измеряя $\ln k$ при разных значениях произведения $M = gI_0L$, трудно получить значение g (инкремент на единицу длины и единицу интенсивности). Типичные экспериментальные зависимости, измеренные в работе [3], приведены на рис. 1.2. Тангенс угла наклона прямой на подобных графиках дает значение g . Показатель преломления n , скорость гиперзвука v_s , время релаксации τ и параметр g для некоторых активных к ВРМБ сред приведены в таблице (для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1,06$ мкм).

Для измерения зависимости $g(\omega)$ частота зондирующего сигнала, отраженного от вспомогательной кюветы 8, варьируется посредством использования смесей различных жидкостей [4]. При этом из-за зависимости скорости гиперзвука и показателя преломления от концентрационного состава смеси изменятся частотный сдвиг сигнала. В то же время форма контура $g(\omega)$ в кювете 3 остается неизменной, поскольку среда, заполняющая эту кювету, не меняется. Проведенные таким образом экспериментальные измерения контура $g(\omega)$ согласуются с данными по спектральному распределению интенсивности СР.

Параметры некоторых сред, активных к ВРМБ ($\lambda_0 = 1,06$ мкм)

Среда	n	$v_s \cdot 10^{-3}$, м/с	τ , нс	$g \cdot 10^3$, см/мВт
Бензол	1,5	1,5	3,0	18
Толуол	1,5	1,4	1,5	10
Нитробензол	1,56	1,56	0,8	4,5
Сероуглерод	1,62	1,25	7	50
Ацетон	1,36	1,19	4	18
Циклогексан	1,43	1,35	1	7
Метанол	1,33	1,12	3,7	13
Вода	1,33	1,49	3,4	4,8
<i>n</i> -Гексан	1,37	1,11	3,5	19
Четыреххлористый углерод	1,46	1,05	1,3	6
Четыреххлористый титан	1,62	1,05	2	23
Плавленный кварц	1,45	5,74	10	5
Ксенон, $P = 40$ атм	1	0,18	35	47
Аргон, $P = 50$ атм	1	0,34	3	4
Элегаз (SF_6), $P = 20$ атм	1	0,14	20	6
Азот, $P = 150$ атм	1	0,36	15	4
Метан, $P = 150$ атм	1	0,46	3	8

Более простой, но менее точный способ определения параметра g заключается в нахождении порога регистрации ВР. Суть его состоит в следующем. Для формирования в поле параллельного (коллимированного) пучка накачки излучения ВР, сравнимого по интенсивности с возбуждающим излучением, необходимо достичь значения $gI_{\text{оп}}L$ в показателе экспоненты в (1.31), примерно равного $M'_n \simeq 20 \div 25$. Именно при таких значениях $gI_{\text{оп}}L$ интенсивность рассеянного света составляет несколько процентов от интенсивности накачки. В самом деле, если принять $I_1 \simeq \sigma I_0$, где $\sigma \simeq 10^{-2}$, то из (1.31) находим

$$gI_{\text{оп}}L = \ln \left[\frac{\sigma I_{\text{оп}}}{K \sqrt{\pi/gI_{\text{оп}}L\Delta\Omega_{\tau}}} \right] \quad (1.39)$$

Подставляя численные значения $K \sim 10^2$ Вт/см², $I_0 \simeq 10^8 \div 10^9$ Вт/см², $\Delta\Omega_{\tau} = 10^{-4}$ ср, получим $gI_{\text{оп}}L = M_n \simeq 20 \div 25$.

В экспериментах по определению значения g коллимированный пучок накачки пропускают через нелинейную среду, повышая его мощность, и находят, при какой величине $I_{\text{оп}}$ интенсивность рассеянного света составляет $\sim 1\%$ от интенсивности падающего излучения. Тогда $g = M_n/I_{\text{оп}}L$. Совокупность данных измерений по обеим указанным схемам подтверждает правильность предпосылок, лежащих в основе теории ВР.

Пространственно-временная структура излучения ВР существенным образом зависит от поперечного профиля лазерного пучка (накачки). Обсудим особенности ВР в поле одномодовых лазерных пучков, т. е. пучков, имеющих плавное распределение интенсивности и фазы по поперечному сечению.

Допустим, что такие лазерные пучки с достаточно большой апертурой проходят через нелинейную среду без фокусировки в нее. Тогда в объеме среды, освещаемом лазерным пучком, из-за эффекта ВР происходит экспоненциальное усиление шумового, или, как его называют, затравочного, излучения, связанного со спонтанным рассеянием накачки на тепловых флуктуациях показателя преломления. Статистика излучения ВР в этом случае такая же, как и у затравочного шума, т. е. рассеянный свет является некогерентным.

Некогерентный характер ВР означает, что поперечная структура рассеянного пучка на выходе из нелинейного слоя неоднородна в пространстве и изменяется за время, примерно равное обратной ширине частотного спектра излучения. Расходимость рассеянного излучения определяется геометрическими размерами объема рассеяния и составляет величину $\sim 2D_1/L$, где D_1 — диаметр рассеянного пучка на выходе из рассеивающего объема. (На пороге ВР $D_1 \simeq D_0/\sqrt{gI_0L}$, однако с превышением порога величина D_1 стремится к D_0 .)

Интегральная (по сечению пучка) мощность рассеянного света практически не флуктуирует во времени. Однако если в рассеянном свете выделить одну поперечную моду, т. е. фиксирован-

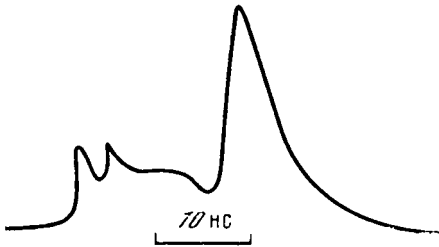


Рис. 1.3. Типичная оциллограмма мощности рассеянного света, пропущенного через пространственный фильтр

Некогерентный режим ВРМБ в CCl_4 , $\lambda_0 = 0,53$ мкм

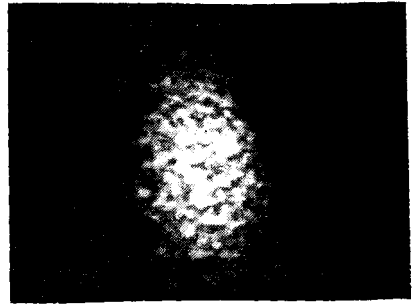


Рис. 1.4. Типичное распределение интенсивности рассеянного света на выходе из кюветы

Некогерентный режим ВРМБ, $t_0/\tau = 20$

ную пространственную структуру, что достигается, например, пропусканием этого света через фильтр, состоящий из двух диафрагм диаметром d_1 и d_2 , разнесенных на расстояние $l \approx k_0 d_1 d_2$, то можно наблюдать случайные осцилляции интенсивности с характерным временем t_1' порядка обратной ширины частотного спектра рассеянного света (рис. 1.3).

В том случае, когда длительность рассеянного импульса незначительно (не более чем в 3—5 раз) превышает характерное время осцилляций, на фотографиях поперечного сечения излучения ВР четко видна пятнистая (спекловая) структура поля (рис. 1.4). Однако при увеличении длительности импульса флуктуации плотности энергии в поперечном сечении рассеянного пучка сглаживаются.

Совершенно иной характер имеет ВР в условиях, когда возбуждающий пучок фокусируется внутрь объема нелинейной среды. Если до фокусировки волновой фронт этого пучка был плоский, то продольный размер каустики D_ϕ в фокусе линзы F связан с ее поперечным размером D_ϕ соотношением $l_\phi = k_0 D_\phi^2 / 2$. В этих условиях расходимость рассеянного света близка к дифракционной, а направление распространения то же, что и у возбуждающего луча. Однако фаза, а в ненасыщенном режиме и амплитуда рассеянного света флуктуируют во времени с тем же характерным масштабом t_1' .

В этом нетрудно убедиться, исследуя обратное ВРМБ. В эксперименте для наблюдения эффекта фазовой модуляции возбуждающий ВР лазерный пучок разделяется клином из анизотропного кристалла на два луча и каждый из них фокусируется в различные кюветы, заполненные одной и той же средой. Так как рассеянный свет распространяется по пути падающего, но в об-

ратном направлении¹, то оба рассеянных луча суммируются на клине. Случайное изменение разности их фаз во времени приводит к флюктуациям поляризации волны, прошедшей указанный клин в обратном направлении. Выделяя одну из поляризаций, можно наблюдать флюктуации разности фаз светового пучка, рассеянного в двух независимых кюветах.

Характерный временной масштаб флюктуаций, как уже указывалось, связан с шириной линии рассеянного излучения. Для ВРМБ ширина линии обычно составляет величину, меньшую, чем 10^{-2} см⁻¹. Поэтому для ее прямого измерения необходимо использовать интерферометр Фабри—Перо с базой, обычно превышающей 10 см. Указанный же выше способ измерения масштаба временных осцилляций во многих случаях более удобен для оценки ширины линии рассеянного света.

1.1.4. Нестационарное рассеяние

В том случае, когда длительность возбуждающего импульса t_0 меньше или сравнима с временем релаксации τ возмущений в нелинейной среде, т. е. сравнима с обратной шириной линии СР, процесс ВР приобретает так называемую локальную нестационарность. Если же длительность импульса меньше времени пробега света через нелинейную среду (для обратного ВР) или меньше времени «выхода» рассеянного импульса из области взаимодействия с импульсом накачки из-за их взаимного разбегания вследствие различия групповых скоростей, то процесс характеризуется волновой нестационарностью.

В условиях, когда существенна только локальная нестационарность, а волновая нестационарность не играет роли, можно пренебречь первым членом в левой части уравнения (1.11). В приближении заданного поля накачки уравнение (1.11) совместно с одним из уравнений (1.15), (1.18) или (1.22) может быть решено с помощью преобразования Лапласа. Соответствующее решение позволяет определить полный инкремент M (логарифмический коэффициент усиления):

$$M = \ln \left| \frac{\xi_1(L)}{\xi_1(0)} \right|^{2^*} = \begin{cases} 2\sqrt{2gI_0Lt_0/\tau} - 2t_0/\tau, & t_0 \leq (gI_0L/2)\tau, \\ gI_0L, & t_0 \geq (gI_0L/2)\tau. \end{cases} \quad (1.40)$$

Если длительность импульса меньше времени пробега света через рассеивающую среду, то существенна волновая нестационарность. В этом случае для определения полного инкремента обратного ВР в левой части уравнения (1.11) можно пренебречь вторым членом. Тогда, решая совместно уравнение (1.11) с одним из уравнений (1.15) или (1.18), получим

$$M = (\sqrt{1 + gI_0v_0\tau} - 1)t_0/\tau. \quad (1.41)$$

¹ Здесь происходит обращение волнового фронта одномодового светового пучка (см. подробнее разд. 1.2.1).

Для попутного ВР волновая нестационарность приводит к изменению характера рассеяния. Здесь важно, отстаёт рассеянный импульс от импульса накачки или опережает его. В первом случае ситуация похожа на обратное ВР и полный инкремент определяется формулой (1.41). Во втором случае возможен «захват» импульсом накачки стокового импульса, при этом происходит экспоненциальный рост интенсивности рассеянного света вдоль продольной координаты. В этом случае полный инкремент равен

$$M = g(I_0 - I_{кр})z. \quad (1.42)$$

Здесь $I_{кр} \approx v_{01}/t_0 g$ — критическая интенсивность, при превышении которой реализуется режим «захвата»; $v_{01} = 1/v_0 - 1/v_1$ — параметр, характеризующий расстройку групповых скоростей v_0 и v_1 .

Особого внимания заслуживает рассмотрение особенностей попутного ВРМБ и ВТР. Дело в том, что для реально используемых лазерных импульсов эти процессы обычно нестационарны. В условиях плоской волны накачки для не слишком малых углов рассеяния θ они описываются уравнениями (1.15) и (1.22), где коэффициент нелинейности β в правой части (1.15) (для ВРМБ) и время релаксации τ зависят от угла рассеяния:

$$\begin{aligned} \text{для ВРМБ } \beta(\theta) &= \beta\theta/2, & \beta &= \beta(\theta = \pi), \\ \tau(\theta) &= \tau(2/\theta)^2, & \tau &= \tau(\theta = \pi); \end{aligned} \quad (1.43)$$

$$\text{для ВТР } \tau(\theta) = \tau(2/\theta)^2, \quad \tau = \tau(\theta = \pi). \quad (1.44)$$

Соответствующие значения инкрементов, описывающих нестационарное ВР, даются формулами, следующими из (1.40) (для $t_0 \gg t_A = 2\pi/k_0\theta v_s$):

$$\text{для ВРМБ } M = 2\sqrt{2gI_0L(t_0/\tau)\theta/2} - 2(t_0/\tau)(\theta/2)^2; \quad (1.45)$$

$$\text{для ВТР } M = 2\sqrt{2gI_0Lt/\tau} - 2(t_0/\tau)(\theta/2)^2. \quad (1.46)$$

В выражение (1.45) длительность импульса накачки t_0 входит только в том случае, когда она меньше времени пробега звука поперек пучка $t_{\perp} = D_0/v_s$. В противном случае $t_0 \rightarrow t_{\perp}$.

Сравним возможность наблюдения обратного и попутного ВР длинных лазерных импульсов ($t_0 \geq 10^{-7} \div 10^{-6}$ с). Рассмотрим сначала нестационарное ВР в условиях, когда длительность лазерного импульса существенно больше времени затухания гиперзвука, на котором происходит встречное ВР, но меньше или порядка времени затухания гиперзвука, на котором происходит попутное ВР, т. е. $\tau \ll t_0 \leq \tau(2/\theta)^2$. В этом случае попутное ВРМБ превалирует над обратным, если

$$2\sqrt{gI_0Lt_0/\tau\theta} > gI_0L, \text{ т. е. } 4t_0/\tau\theta > gI_0L.$$

Учитывая, что волна накачки не ослабляется из-за обратного ВРМБ вплоть до значений $gI_0L = 20 \div 25$, находим, что увеличе-

¹ Величина угла θ должна превышать так называемый угол четырехволнового взаимодействия, равный $\sqrt{M/k_0L}$, где M — полный инкремент ВР.

ние интенсивности лазерного излучения приводит в конечном счете к попутному ВРМБ только в том случае, когда $t_0/\tau \geq 6$. Наибольшее, не ограниченное апертурой значение угла θ для коллимированного пучка $\theta \simeq D_0/2L$. Поэтому для коллимированного пучка наблюдение попутного ВРМБ возможно, если $t_0 > 12\tau L/D$. Так, например, при $D/L \simeq 1/20$ и $\tau \simeq 4$ нс находим, что попутное ВРМБ проявляется раньше, чем обратное, если $t_0 \geq 1$ мкс.

Для сфокусированного пучка время пробега звука $t_{\perp} = D_{\phi}/v_s \simeq \lambda_0 F/D_0 v_s$ ($\lambda_0 = 2\pi/k_0$) поперек фокальной перетяжки диаметром D_{ϕ} обычно меньше длительности импульса. Поэтому полный инкремент попутного ВРМБ равен

$$M \simeq 2\sqrt{gI_{0\phi}l_{\phi}(\lambda_0 F/Dv_s)\theta}, \quad (1.47)$$

где l_{ϕ} — длина фокальной перетяжки, $I_{0\phi}$ — интенсивность в фокусе. Учитывая, что для сфокусированного пучка наибольшее значение угла $\theta \simeq D_0/2F$ (при $\theta > D_0/2F$ длина взаимодействия становится меньше l_{ϕ}), находим

$$M \simeq \sqrt{2gI_{0\phi}l_{\phi}\lambda_0/v_s\tau}. \quad (1.48)$$

Так как $\lambda_0 \ll v_s\tau$, то величина полного инкремента для попутного ВРМБ меньше значения $gI_{0\phi}l_{\phi}$, характеризующего полный инкремент обратного ВРМБ. Это означает, что в условиях фокусировки лазерного излучения в нелинейную среду независимо от длительности лазерного импульса обратное ВРМБ превалирует над попутным (по крайней мере, в области фокальной перетяжки).

Что касается попутного ВТР, то здесь отличие от ВРМБ заключается в том, что нестационарный инкремент не зависит от угла θ . Поэтому попутное ВТР всегда превалирует над обратным, тем более что из-за отсутствия частотного смещения его развитие начинается не с тепловых шумов, а с уровня, сравнимого с интенсивностью самого пучка (попутное ВТР фактически сводится к тепловому самовоздействию, для которого лазерный пучок сам для себя служит источником неустойчивых возмущений).

Единственный способ подавления попутного ВТР и уменьшения его эффективности по сравнению с обратным заключается в укорочении эффективной длины попутного взаимодействия за счет сжатия импульса и увеличения минимального угла рассеяния, который должен быть больше величины $\theta_* = 2\pi/k_0 v_s t_0$ (для углов, меньших $2\pi/k_0 v_s t_0$, возмущения температуры не приведут к возмущениям плотности, модулирующим показатель преломления). Если длина среды $L \gg D_0/\theta_*$, то развитие попутного ВТР под углами $\theta > \theta_*$ происходит на длине, меньшей D_0/θ_* . Поэтому полный инкремент попутного ВТР равен

$$M = 2\sqrt{2gI_0 L (D_0/\theta_*)} (t_0/\tau). \quad (1.49)$$

Учитывая, что обратное ВТР возбуждается при $M = 2\sqrt{2gI_0 L t_0/\tau} =$

$= 20 \div 25$, а попутное не развивается лишь при $M \simeq 5 \div 10^4$, находим, что попутное ВТР не влияет на обратное только тогда, когда

$$D_0/\theta_* L \leq (5 \div 15) \cdot 10^{-2}. \quad (1.50)$$

Отсюда легко найти длительность импульса t_0 , при которой возможно наблюдение обратного ВТР в отсутствие попутного:

$$t_0 \leq (5 \div 15) \cdot 10^{-2} \lambda_0 L / D_0 v_s. \quad (1.51)$$

Для типичных параметров $D_0/L \simeq 2 \cdot 10^{-2}$, $\lambda_0 = 10^{-4}$ мкм, $v_s = 1,5 \cdot 10^8$ см/с получим $t_0 \leq 2 \div 5$ нс. Для расширения диапазона наблюдения обратного ВТР и подавления попутного необходимо еще больше уменьшить отношение D_0/L (или для сфокусированного пучка отношение $2D_0/l_\phi \simeq D_0/F$).

Говоря о зависимости полного инкремента от длительности импульса, необходимо подчеркнуть, что приведенные выше формулы для нестационарного ВР относятся только к одиночным импульсам накачки. Если же лазерное излучение представляет собой последовательность коротких импульсов, то анализ усложняется. Если длительность отдельного импульса меньше времени релаксации τ , то при исследовании ВР необходимо учитывать немонохроматичность накачки, так как ширина ее частотного спектра $\delta\omega_0$ превышает ширину линии СР $\delta\omega_{\text{ср}} = 2/\tau$.

Рассмотрим случай, когда модуляция лазерного излучения во времени носит случайный характер и $\delta\omega_0 \gg \delta\omega_{\text{ср}}$. В этих условиях зависимость инкремента от ширины частотного спектра $\delta\omega_0$ связана с различием групповых скоростей накачки и усиливаемой в ее поле стоксовой волны. На небольших длинах, где это различие несущественно, стоксова волна по своей временной субструктуре повторяет волну накачки, и поэтому взаимодействие между ними практически столь же эффективно, что и при монохроматической накачке. Однако разбегание волн на больших трассах приводит к ослаблению их взаимодействия, так как соответствие волн по временной субструктуре нарушается и их интерференция ведет уже к не столь эффективной раскатке возмущений показателя преломления (при $\delta\omega_0 \gg \delta\omega_{\text{ср}}$).

Если на участке длины, где различие групповых скоростей мало, успевает произойти существенное усиление стоксовой волны, то инкремент практически не зависит от ширины линии лазерного излучения. Если же на указанной длине усиление мало, то инкремент падает обратно пропорционально превышению ширины линии лазерного излучения над шириной линии спонтанного рассеяния. В общем случае для оценки инкремента $M = \Gamma z$ можно воспользоваться соотношением [5]

$$\Gamma = \frac{gI_0}{2} - \frac{2}{\delta\omega_0 \tau l_{01}} - \frac{1}{l_{01}} + \left[\left(\frac{gI_0}{2} - \frac{2}{\delta\omega_0 \tau l_{01}} - \frac{1}{l_{01}} \right)^2 + \frac{4gI_0}{\delta\omega_0 \tau l_{01}} \right]^{1/2} \quad (1.52)$$

¹ Здесь учитывается, что эффективный уровень затравочных шумов для попутного ВТР на несколько порядков больше, чем для обратного, из-за мелкомасштабной модуляции пучка накачки или крупномасштабных (в сравнении с λ_0) оптических неоднородностей среды.

или

$$\Gamma \simeq \begin{cases} gI_0 - |v_{01}| \delta\omega_0 & \text{при } gI_0 > \delta\omega_0 |v_{01}|, \\ gI_0 (1 + \delta\omega_0 \tau / 2)^{-1} & \text{при } gI_0 < \delta\omega_0 |v_{01}|. \end{cases} \quad (1.52a)$$

$$(1.52b)$$

Здесь $l_{01} = 2/|v_{01}| \delta\omega_0$, $v_{01} = 1/v_0 - 1/v_1$ — введенная выше расстройка групповых скоростей (для обратного ВР $v_{01} = 1/v_1 + 1/v_0 \simeq 2/v_0$).

Из формулы (1.52a) легко видеть, что практически инкремент не зависит от $\delta\omega_0$, если $gI_0 \gg \delta\omega_0 |v_{01}|$. Порог ВР в этом случае определяется по стандартной формуле $gI_{0п}L = M_n$, или $gI_{0п} = M_n/L$. Таким образом, мы видим, что если $\delta\omega_0 |v_{01}| L \ll M_n$, то порог ВР не зависит от $\delta\omega_0$. Для обратного ВР $l_{01} = v_0/\delta\omega_0$, и поэтому последнее условие записывается в виде $l_{01} \gg L/10$, где $l_{01} = v_0/\delta\omega_0$ — длина продольной когерентности лазерного излучения. (Мы воспользовались тем обстоятельством, что $M_n/2 \simeq 10$.)

Если немонохроматический световой пучок сфокусирован в нелинейную среду, то для оценки возможности развития в его поле обратного ВР также можно воспользоваться приведенными формулами. Однако в этом случае под значением I_0 следует понимать интенсивность в фокусе, а под значением L — длину фокальной перетяжки l_ϕ .

1.1.5. Нелинейный режим вынужденного рассеяния

Для описания процесса ВР в условиях, когда существенно обратное влияние рассеянного излучения на падающую волну, необходимо к уравнению (1.11) добавить уравнение (1.10). Для простоты расчетов в уравнения (1.15), (1.18) и (1.22) не будем вводить распределенный источник шума, заменив его просто эквивалентным граничным условием, определяемым через интенсивность СР в соответствующих частотной полосе и телесном угле. В стандартных экспериментах по ВР можно просто считать, что на границе среды задано рассеянное поле с интенсивностью $I_1 \simeq \sigma I_0$, где $\sigma \simeq 10^{-10}$. Более точное значение коэффициента $\sigma = K\sqrt{\pi/gI_0L\Delta\Omega\tau}/I_0$ зависит от геометрических размеров рассеивающего объема (отношения геометрической расходимости D_0/L к дифракционной $\theta_d \simeq 2\lambda_0/\pi D_0$), частотной полосы $\delta\omega_1$, конкретного вида рассеяния.

Определим энергетический коэффициент преобразования накачки в рассеянную волну $R_w(u)$ в зависимости от превышения $u = W_0/W_{0п}$ энергии возбуждающего лазерного импульса над пороговым значением ВР $W_{0п}$. Рассмотрим обратное ВРМБ в поле сфокусированных пучков с гауссовым распределением интенсивности по сечению. Такие гауссовы пучки называют одномодовыми.

Поскольку ВР развивается лишь при полном инкременте $M \gg \gg 1$, то характерная длина нелинейного взаимодействия существенно меньше длины, на которой сказывается дифракционное расплывание участвующих в преобразовании световых волн. По-

этому, если не интересоваться формированием поперечной структуры рассеянного света, а рассматривать только динамику и энергетические характеристики взаимодействующих волн, для описания задачи можно воспользоваться геометрическим приближением.

Предположим, что лазерный пучок проходит через линзу с фокусным расстоянием F и распространяется вдоль оси z . Введем сферические координаты r, θ, φ с центром координат, совпадающим с фокусом линзы, θ — угол между осью z и направлением к точке наблюдения, φ — азимутальный угол (рис. 1.5).

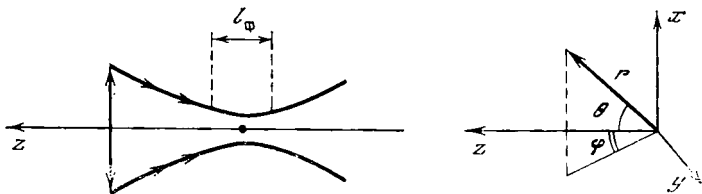


Рис. 1.5. Схематическое изображение пучка, фокусируемого в нелинейную среду

Справа — сферическая система координат r, θ, φ

В этих координатах медленно изменяющиеся поля накачки и отраженной (стоксовой) волны записываются в виде

$$E_{0,1} = \frac{A_{0,1}(r, \theta, \varphi)}{r} \exp(\pm ik_{0,1}r - i\omega_{0,1}t). \quad (1.53)$$

Подставляя (1.53) в (1.6), а также в уравнение (1.12) и используя медленность изменения комплексных амплитуд, в геометрическом приближении получим

$$\frac{\partial A_0}{\partial r} = \frac{ik_0}{2\epsilon_0} A_1 \Delta \epsilon, \quad -\frac{\partial A_1}{\partial r} = \frac{ik_1}{2\epsilon_0} A_0 \Delta \epsilon, \quad (1.54)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \right) \Delta \epsilon = ig' \frac{A_0 A_1^*}{r^2}, \quad (1.55)$$

где коэффициент $g' = \frac{\epsilon_0 g}{\tau} \left(k_1 \frac{cn}{2\pi} \right)$ выражается через инкремент g на единицу длины и интенсивности. Уравнения (1.54) и (1.55) справедливы при $r > l_\phi/2$, где $l_\phi/2 = F^2/k_0 r_0^2$ — половина длины фокальной перетяжки линзы ($r_0 = D_0/2$ — радиус пучка на входе в среду). Чтобы интегрирование уравнений (1.54) и (1.55) можно было осуществить при $r \lesssim l_\phi$, в знаменателе выражения в правой части (1.55) удобно заменить r^2 на $r^2 + l_\phi^2$. В области $r \gg l_\phi$ такая замена оправдана, так как в этом случае $r^2 + l_\phi^2 \simeq r^2$. В фокальной же области $r \lesssim l_\phi$ уравнения (1.54) и (1.55) неприменимы. Однако в этой области при больших значениях полного ин-

инкремента можно воспользоваться уравнениями для плоских волн, которые совпадают с (1.54) и (1.55) при замене в них r на z и r^2 на l_Φ^2 .

Чтобы не сшивать решения уравнений в сферической ($r > l_\Phi$) и в плоской ($r < l_\Phi$) системах координат и осуществить интегрирование сразу по всей области пространства, удобно использовать указанную выше искусственную замену r^2 на $r^2 + l_\Phi^2$. При больших превышениях порога перекачка основной части энергии лазерного импульса в стоксову волну происходит вблизи входного торца кюветы, т. е. при $r \gg l_\Phi$. В этих условиях ошибка, вносимая при замене $r^2 \rightarrow r^2 + l_\Phi^2$ и связанная с неточной сшивкой решений в области $r \sim l_\Phi$, будет относительно мала, так как в фокальную область проникает лазерный импульс с энергией, существенно меньшей той, которая была у него на входе в нелинейную среду.

$$\text{Введем безразмерную координату } \xi = \frac{l_\Phi}{\pi} \int_{-F}^r \frac{dr}{r^2 + l_\Phi^2}, \quad 0 \leq \xi \leq$$

≤ 1 (для удобства записи формул примем в области слева от фокуса $r > 0$ и в области справа от фокуса $r < 0$) и безразмерное время $\bar{t} = t/t_0$ ($t_0 = W_0/P_{0\max}$ — эффективная длительность импульса, определяемая как отношение его энергии к пиковой мощности), а также нормированные действительные амплитуды $\bar{A}_{0,1} = A_{0,1}/A_{00}(t)$, где $A_{00}(t) = A_0(r=F, \theta=0, t)$. Кроме того, предположим, что $l_\Phi \ll F$, т. е. выполнено условие острой фокусировки пучка накачки в кювету. Тогда уравнения (1.54) и (1.55) сводятся к следующим:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \bar{A}_{0,1} = -\alpha_0 \bar{A}_{1,0} \int_0^{\bar{t}} dt_1 \exp\left[-\frac{t_0}{\tau}(\bar{t} - t_1)\right] \bar{A}_0(t_1) \bar{A}_1(t_1) p(t_1). \quad (1.56)$$

Здесь $\alpha_0 = \frac{1}{2l_\Phi} g \frac{\pi t_0}{\tau} A_{00\max}^2 = \frac{1}{2} k_0 g \frac{W_0}{\tau}$ — безразмерный параметр,

пропорциональный энергии входного импульса; $p(\bar{t}) A_{00}^2(\bar{t})/A_{00\max}^2$.

Если мощность излучения медленно изменяется на масштабе времени релаксации гиперзвука τ , то в (1.55) можно положить $\partial(\Delta\varepsilon)/\partial t = 0$. Для такого квазистационарного процесса нетрудно найти решение (1.56) при произвольных граничных условиях. Оно определяет в неявном виде зависимость амплитуды стоксовой волны на выходе нелинейной среды $A_1(r=F)$ от амплитуды волны накачки $A_0(F)$, величины полного инкремента

$$M = \alpha_0 p(\bar{t}) \bar{A}_0^2 \tau / t_0$$

и уровня начальной «затравки» $A_1(r=-F)$. Для граничных условий

$$\bar{A}_0(\xi = 1, \bar{t}) = e^{-\bar{\theta}^2}, \quad \bar{A}_1(\xi = 0, \bar{t}) = 10^{-m} e^{-\bar{\theta}^2}, \quad (1.57)$$

где $\bar{\theta} = \theta/\Delta\theta_0$, $\Delta\theta_0 = r_0/F$ — угол вхождения сфокусированного пучка накачки в нелинейную среду; m — показатель степени,

примерно равный 4—5, решение (1.56) можно записать в виде

$$\left[\frac{A_1(\xi=0)}{A_0(\xi=1)} \right]^2 \exp[2M(1-x)] - x \left\{ 1 - x \left[\frac{A_1(\xi=0)}{A_0(\xi=1)} \right]^2 \right\} = 0, \quad (1.58)$$

где $x = A_1^2(\xi=1)/A_0^2(\xi=1)$. Запись граничных условий в виде (1.57) означает, что поля E_0 и E_1 симметричны по углу φ .

Определив с помощью (1.58) x как функцию $A_1(\xi=0)$ и $A_0(\xi=1)$, нетрудно рассчитать коэффициент отражения по энергии для стационарного ВРМБ-зеркала:

$$R_w = \frac{\int_0^\infty P_1(\bar{t}, \xi=1) d\bar{t}}{\int_0^\infty P_0(\bar{t}, \xi=1) d\bar{t}} = 2 \frac{\int_0^\infty p(\bar{t}) \int_0^{\theta_{\max}} \theta A_1^2 d\theta d\bar{t}}{\int_0^\infty p(\bar{t}) d\bar{t}}, \quad (1.59)$$

где P_0 и P_1 — соответственно мощности накачки и рассеянной волны. Результаты вычислений приведены на рис. 1.6 (сплошная кривая), где дана зависимость R_w от превышения над порогом $u = W_{oi}/W_{оп}$ ($W_{оп}$ определялось значением W_0 , при котором $R_w \sim \sim 8 \div 9\%$). Эта зависимость практически не изменяется при вариациях уровня начальной «затравки» (параметр m в выражении (1.57)). Так, при изменении m от 4 до 5, что соответствует уменьшению интенсивности «затравки» на два порядка, относительное изменение $R_w(u)$ составляет не более 5%.

Интересно отметить, что форма временной огибающей импульса накачки слабо влияет на эффективность отражения R_w при больших ($u \geq 20$) превышениях над порогом. Вычисления, проведенные для импульсов различной формы (прямоугольной, гауссовой, импульс вида $p(\bar{t}) = \sin^2 \bar{t}/\bar{t}^2$) при фиксированной длительности накачки ($t_0 = \text{const}$) и постоянном превышении над порогом ($u = 20 \div 100$), показали, что значения коэффициента отражения R_w отличаются не более чем на 2—3% (при $u \geq 20$). Однако при небольших превышениях над порогом ($u \leq 10$) различие в значениях R_w в зависимости от формы импульса достигает 10—15%. Зависимость коэффициента отражения R_w от длительности импульса также практически не существенна для $u > 15$.

Таким образом, расчет эффективности отражения одномодового квазимонохроматического импульса при стационарном ВРМБ показывает, что при достаточно больших превышениях над порогом она практически (с точностью до нескольких процентов) не зависит ни от параметров накачки (длительности и формы импульса), ни от уровня начальной «затравки» стоксовой волны.

Экспериментальные данные в целом согласуются с этими выводами. На рис. 1.6 на теоретическую кривую $R_w(u)$ нанесены экспериментальные точки для ВРМБ-зеркала на смеси ацетона

и CCl_4 ($t_0 \approx 40$ нс), а также данные измерений для других сред (CCl_4 , GeCl_4 , SiCl_4) и различных условий фокусировки ($F = 5 \div 100$ см, $t_0 = 15 \div 20$ нс). Во всех случаях для не очень высокого превышения над порогом, когда несущественно влияние побочных нелинейных эффектов, наблюдается удовлетворительное совпадение теоретической зависимости R_w с экспериментом. Экспериментальные данные указывают также на отсутствие зависимости R_w от химического состава нелинейной среды, условий фокусировки, а также от расходимости световой волны — на теоретическую кривую, полученную для одномодового пучка, хорошо ложатся экспериментальные точки, полученные при ВРМБ пространственно-неоднородного (многомодового) излучения, прошедшего через фазовую пластинку и сфокусированного в нелинейную среду.

Следовательно, приведенная выше теоретическая модель пригодна также для многомодового излучения. В этом случае для формального описания необходимо l_ϕ в выражении (1.56) заменить на эффективную длину фокальной перетяжки многомодового излучения, т. е. $l_\phi \rightarrow l_{\phi, \text{эф}} = F^2 \theta_0 / r_0$, θ_0 — расходимость излучения (для одномодового излучения $\theta_0 = \theta_d = 2/kr_0$).

В ряде нелинейных сред экспериментальная зависимость R_w от превышения над порогом (при сравнительно небольшом превышении) значительно отклоняется от теоретической. (Например, такое отклонение для ацетона существенно при $u \gtrsim 4$.) Это связано с тем, что ВРМБ в подобных средах сопровождается побочными нелинейными эффектами, в первую очередь попутным ВТР.

Для достаточно коротких импульсов накачки, когда реализуется нестационарный режим ВРМБ, энергетический коэффициент отражения имеет вид

$$R_w = \frac{\int_0^\infty P_1(\bar{t}, \xi = 1) d\bar{t}}{\int_0^\infty P_0(\bar{t}, \xi = 1) d\bar{t}}, \quad (1.60)$$

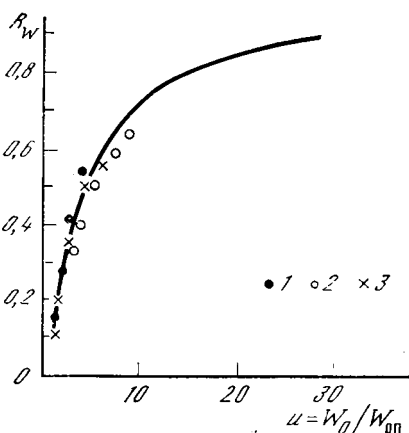


Рис. 1.6. Энергетический коэффициент отражения R_w накачки от ВРМБ-зеркала как функция превышения порога $u = W_0 / W_{0n}$

1 — смесь CCl_4 и $\text{CO}(\text{CH}_3)$; 2 — GeCl_4 , SiCl_4 ; 3 — CCl_4 .

где

$$P_0(\bar{t}, \xi = 1) = 2\pi A_0^2 \theta_0^2 \int_0^{\theta_{\max}} e^{-\theta^2} \theta d\theta, \quad (1.61)$$

$$P_1(\bar{t}, \xi = 1) = \frac{2\pi}{F^2} \int_0^{\theta_{\max}} F^2 \sin \theta \times \\ \times A_1^2(\varphi, \theta, \bar{t}, \xi = 1, A_1|_{\xi=0}, A_0|_{\xi=1}) d\theta \simeq \frac{W_0}{t_0} p(\bar{t}) \int_0^{\theta_{\max}} \theta A_1^2 d\theta.$$

Прямое численное интегрирование системы (1.56) и выражения (1.60) с граничными условиями (1.57) позволяет определить эффективность отражения как функцию $R_w(u)$ превышения над порогом u в нестационарном ВРМБ. Вычисления показали, что при $t \leq 5\tau$ величина коэффициента отражения при фиксированном превышении над порогом практически не зависит от соотношения времени релаксации гиперзвука ($\tau = 2/\delta\omega_{сн}$) и длительности импульса накачки. Экспериментальные данные, полученные для ВРМБ-зеркала на элегазе (SF_6 , $p=16$ атм) и ксеноне ($p=35$ атм) для различных условий фокусировки, удовлетворительно совпадают с расчетом, хотя в области не очень больших превышений над порогом ($u \sim 5 \div 10$) возможно отличие на 15—20%.

Таким образом, зависимости коэффициента отражения по энергии R_w от превышения над порогом как в стационарном, так и в нестационарном ВРМБ сфокусированных квазимонохроматических пучков носят практически универсальный характер. Эти зависимости можно аппроксимировать простой формулой

$$R_w \left(\frac{W_0}{W'_{оп}} \right) = \frac{CW_0/W'_{оп}}{1 + CW_0/W'_{оп}}, \quad W_0 > W'_{оп}. \quad (1.62)$$

Здесь под $W'_{оп}$ подразумевается энергия накачки, при которой $R_w = C/(1+C)$. Эта формула при оптимальном выборе параметра C (для стационарного ВРМБ он оказался равным 0,16, для нестационарного ВРМБ — 0,167) вплоть до 100-кратного превышения порога совпадает с результатами численного расчета с точностью не менее 7% для стационарного и 9% для нестационарного ВРМБ. Существенное отклонение экспериментальных данных от формулы (1.62) свидетельствует о наличии побочных нелинейных эффектов, сопровождающих ВРМБ.

Теоретические расчеты и экспериментальные исследования показывают, что по мере превышения порога обратного ВР характерная область перекачки падающего излучения в рассеянную волну стягивается к входному торцу кюветы. В результате ВР происходит своеобразная экранировка фокальной области, куда проникает сравнительно небольшая часть энергии накачки.

Однако при широкополосной накачке ($\delta\omega_0 \gg \delta\omega_{\text{сп}}$) нелинейный режим ВР может иметь существенные отличия. Дело в том, что если для широкополосной накачки выполняется условие $l_{01} \gg l_{\text{ф}}/10$, то, выходя из фокальной перетяжки, стоксова волна по своей временной структуре повторяет входящую в эту же перетяжку лазерную волну. Но при фокусном расстоянии линзы F , большем длины когерентности l_{01} , стоксова волна в предфокальной плоскости перестает эффективно взаимодействовать с лазерной волной. Поэтому в нелинейном режиме ВР широкополосной накачки в отличие от узкополосной максимальное ослабление накачки после превышения порога происходит не у входа в среду, а вблизи фокальной перетяжки. Это означает, что для широкополосной накачки при превышении порога ВР в фокальную область проникает большая интенсивность лазерного излучения, из-за чего там могут развиваться различные паразитные эффекты, например оптический пробой. Именно это и происходит, как правило, в экспериментах с широкополосным излучением.

1.1.6. Порог вынужденного рассеяния и его зависимость от пространственно-временной структуры накачки

Выше уже указывалось, что началу ВР соответствует достижение полным инкрементом M значения $M_{\text{п}}$, примерно равного 20—30. Величины интенсивности, мощности или энергии волны накачки, при которых полный инкремент достигает указанного значения, называют пороговыми.

Весьма важной задачей является поиск сред с низким порогом ВР, в первую очередь ВРМБ. Практически порог возбуждения ВР можно понизить либо за счет использования среды с высоким значением параметра нелинейности g , либо за счет увеличения длины взаимодействия световой волны с использованием световодов или оптических волокон.

Параметр g пропорционален времени релаксации τ тех возмущений показателя преломления, на которых происходит ВР. В условиях экспериментов с ВРМБ его увеличения можно добиться, лишь увеличивая время релаксации τ . Однако увеличить время релаксации очень трудно. Это удается сделать только за счет глубокого охлаждения (до температур жидкого гелия) таких нелинейных сред, как, например, кристаллический кварц.

Более удобным методом понижения порога является увеличение длины взаимодействия за счет использования оптических волокон. В самом деле, пороговый инкремент определяется по формуле

$$gP_{\text{он}}L/S = M_{\text{п}}, \quad (1.63)$$

где S — сечение волокна. Отсюда следует $P_{\text{он}} = 25S/gL$. Если использовать одномодовое кварцевое волокно, для которого обычно $S = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$, $g = 5 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/см}^2$, то при $L \approx 10^5 \text{ см}$ для доста-

точно длинных ($t > 5 \div 10$ мкс) монохроматических лазерных импульсов получим $P_{0n} = 10^{-2}$ Вт. Для многомодовых световодов сечение S возрастает, соответственно возрастает и пороговая мощность P_{0n} . Распределение по сечению интенсивности проходящих через оптическое волокно лазерных пучков зависит от количества возбужденных поперечных мод. Обычно это распределение имеет пространственно-неоднородную структуру, однако средняя интенсивность излучения примерно постоянна в поперечном сечении волокна и только вблизи его границы резко падает. Вследствие этого после превышения порога ВРМБ рост коэффициента отражения более резкий, R_w насыщается гораздо быстрее, чем в случае сфокусированных пучков. Если длительность лазерного импульса существенно превышает время пробега света через волокно, то перед установлением стационарного режима ВРМБ наблюдается характерная амплитудная модуляция отраженного излучения с периодом, равным времени удвоенного пробега света через волокно.

Инкремент ВР на единицу длины и единицу интенсивности g и время релаксации τ в общем случае зависят от длины волны лазерного излучения. Так, например, в оптическом диапазоне для ВКР $g \sim 1/\lambda_1$ ($\lambda_1 = 2\pi/k_1$), а τ обычно не зависит от λ_1 , для ВТР $g \sim \lambda_1$, $\tau \sim \lambda_1^2$, для ВРМБ g не зависит от λ_1 , а $\tau \sim \lambda_1^2$. На первый взгляд, из этих данных следует, что ультрафиолетовый (УФ) диапазон является вполне подходящим для наблюдения ВР. Однако в этом диапазоне во многих средах резко нарастает оптическое поглощение, и поэтому далеко не все вещества могут быть использованы для ВР. Для ВРМБ в УФ-диапазоне более всего подходят плавный кварц, сжатые газы, такие, как, например, гексан.

Что касается инфракрасного (ИК) диапазона, то здесь наряду с проблемой увеличения оптического поглощения существенным становится возрастание порога ВР (по крайней мере, при фиксированной длительности импульса). Поэтому если в ближнем ИК-диапазоне ВР в целом хорошо исследовано и освоено, то в среднем и тем более далеком ИК-диапазонах наблюдения ВР носят отдельный, эпизодический характер.

Порог ВР сфокусированных световых пучков также можно оценить из соотношения (1.63). Однако, учитывая, что сечение пучка накачки изменяется вдоль трассы его распространения, отношение L/S в (1.63) следует заменить на $\int_0^L dz/S(z)$. Для одномодового светового пучка радиуса r_0 , сфокусированного в среду линзой с фокусным расстоянием F ,

$$S(z) = \pi r_0^2 [(1 - z/F)^2 + z^2/(k_0 r_0^2)^2].$$

Если фокусное расстояние F существенно меньше длины дифракционного расплывания одномодового пучка $k_0 r_0^2$, то $\int_0^L dz/S(z) =$

$=k_0$. Подставляя это выражение в (1.63), находим

$$P_{0n} = M_n/k_0g. \quad (1.64)$$

В рассматриваемом случае ВР сфокусированных лазерных пучков затравочным источником для усиливаемого стоксова излучения служат шумы СР, сосредоточенные на той же апертуре, что и пучок накачки, и распространяющиеся в том же телесном угле. В то же время при ВР коллимированных пучков ($L \ll k_0r_0^2$, $F_0 = \infty$) затравочные шумы СР распределены в телесном угле, гораздо большем, чем пучок накачки. Поэтому относительная мощность затравочных шумов СР в случае ВР сфокусированных пучков существенно меньше, чем в случае коллимированных пучков. В силу указанного обстоятельства значение порогового инкремента M_n для ВР сфокусированных пучков выше, чем для коллимированных, и составляет величину $M_n \simeq 30 \div 35$.

В условиях нестационарного режима для нахождения порога ВР сфокусированных одномодовых пучков можно воспользоваться формулами (1.40) или (1.41), приравняв значение M величине M_n . Если нестационарность локальная и $t_0 \ll \tau$, то, заменяя в

$$(1.40) I_0L \text{ на } P_0 \int_0^L dz/S(z) = k_0P_0, \text{ находим, что пороговая энергия}$$

$$W_{0n} = P_{0n}t_0 \text{ равна}$$

$$W_{0n} = M_n^2\tau/8k_0g. \quad (1.65)$$

Порог ВР сфокусированных многомодовых пучков зависит от величины их расходимости. Это связано с тем, что в случае многомодовой накачки плотность мощности излучения в фокусе линзы падает обратно пропорционально квадрату его расходимости:

$$I_{0\phi} = P_0/S_\phi, \quad S_\phi = (\pi/4)(F\theta_0)^2.$$

В то же время длина каустики возрастает пропорционально первой степени расходимости: $l_\phi = 2F^2\theta_0/D_0$, где D_0 — диаметр пучка на входе в среду перед линзой. Поэтому оценка параметра gI_0L на длине каустики дает величину инкремента

$$M_\phi \simeq g \frac{P}{S_\phi} l_\phi \simeq \frac{2}{\pi} k_0gP_0 \frac{\theta_\pi}{\theta_0},$$

где по определению вводится величина дифракционной расходимости $\theta_\pi = 4/k_0D_0$.

Более точный расчет, основанный на интегрировании локального инкремента вдоль всей трассы усиления стоксовой волны, приводит к выражению

$$M = k_0gP_0\theta_\pi/\theta_0. \quad (1.66)$$

Из формулы (1.66) следует, что инкремент падает пропорционально отношению реальной расходимости пучка к дифракционной θ_0/θ_π .

Выше приводились значения инкрементов в случае, когда есть уширение либо частотного, либо углового спектра излучения. Если же обе указанные причины уширения спектра проявляются одновременно, то величина инкремента зависит от того, стабильна или нет поперечная структура поля во времени. Если она стабильна, т. е. временная субструктура излучения одинакова для различных гармоник углового спектра, то для оценки инкремента можно воспользоваться формулой (1.52) с поправкой ее на фактор θ_d/θ . Если же поперечная конфигурация поля изменяется во времени, то даже в пренебрежении расстройкой групповых скоростей инкремент обратного ВР падает как относительное время жизни фиксированной поперечной структуры $\tau_{ж}$ на интервале времени релаксации τ , т. е.

$$M \simeq k_0 g P_0 \frac{\theta_d}{\theta_0} \frac{\tau_{ж}}{\tau}.$$

Подобные же особенности проявляются и при попутном ВКР, но в условиях, когда поперечные распределения лазерной и стоксовой волн из-за различия их волновых векторов «запутываются» на длине, существенно меньшей длины нелинейного взаимодействия.

1.2. Эффекты воспроизведения и обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии световых пучков

1.2.1. Формирование стоксовой волны в поле одномодовых пучков накачки

Выше были рассмотрены возможности наблюдения ВР, его стационарные и нестационарные характеристики и некоторые особенности режима насыщения. Перейдем теперь к обсуждению основного для адаптивной оптики вопроса о формировании пространственной структуры рассеянного излучения. Из рассмотрения именно этой задачи становятся понятными как сама возможность обращения волнового фронта при ВР, так и ограничения на параметры, при которых реализуется ОВФ.

Уже отмечалось, что если лазерный луч сфокусировать в нелинейную среду, то развитие ВР начинается в области фокальной перетяжки. В том случае, когда лазерное излучение монохроматическое и распределение интенсивности в любой плоскости поперечного сечения пучка плавное, близкое к гауссову, такой одномодовый пучок создает в фокальной области для стоксовой волны равномерный профиль усиления, вытянутый в виде цилиндра с поперечным размером $D_\phi = F\theta_d$ и продольным размером $l_\phi = 2F^2\theta_d/D_0$. В этой области локальный инкремент $gI_0(r_\perp, z)$ слабо зависит от координаты.

Интенсивность одномодового пучка накачки на оси все же несколько больше, чем на периферии. Поэтому приосевое усиление

ние выше, и при большом усилении диаметр стоксова пучка несколько уже диаметра пучка накачки, а его расходимость превышает расходимость накачки вблизи фокуса. Это приводит к тому, что часть энергии стоксова луча «высвечивается» по мере его усиления (дифракционные потери).

Такое высвечивание минимально для одномодового стоксова пучка, распространяющегося навстречу пучку накачки. Именно этот стоксов пучок нарастает с наибольшим полным инкрементом. Другие пучки заметно отстают в усилении и вносят относительно малый вклад в интенсивность рассеянного света. Таким образом происходит селекция поперечных мод рассеянного излучения.

В отсутствие насыщения при попутном ВР на выходе из фокальной перетяжки стоксов пучок по своей поперечной структуре примерно повторяет одномодовый пучок накачки, а при встречном ВР он повторяет его по амплитуде, но комплексно-сопряжен по фазе, т. е. имеет обращенный (относительно лазерного пучка) волновой фронт. При превышении порога характерная длина усиления излучения попутного ВР становится меньше длины фокальной перетяжки. Поэтому селекция поперечных мод ослабевает, и в конце концов в стоксовом излучении будет представлено большое число пространственных гармоник.

Однако при обратном ВР этого не происходит. Здесь после превышения порога выходящий из фокальной перетяжки стоксов пучок сравнивается по интенсивности с пучком накачки. В результате нелинейного взаимодействия этих пучков волна накачки ослабляется. Поэтому даже при значительном превышении порога в фокальную плоскость проникает мощность излучения накачки, сравнимая с пороговой. В силу указанной причины эффект ОВФ одномодового пучка сохраняется при весьма больших превышениях порога (обычно он срывается из-за влияния других паразитных эффектов, в первую очередь из-за теплового самовоздействия пучка накачки и обратно рассеянного стоксова пучка).

1.2.2. Уравнения, описывающие вынужденное рассеяние многомодовых пучков накачки

В условиях многомодовых сфокусированных лазерных пучков ситуация усложняется. В этом случае в области фокальной перетяжки интенсивная волна накачки сильно неоднородна в пространстве. Для ответа на вопрос о том, какая структура в рассеянном излучении будет нарастать с наибольшим темпом, сравним усиление стоксовых волн различных пространственных конфигураций. Будем различать два вида стоксовых волн — коррелированные по поперечной структуре с волной накачки и некоррелированные. Усиление и тех и других волн в заданном поле монохроматической накачки \mathcal{E}_0 описывается при ВРМБ и ВКР

уравнением

$$\hat{L}_{\pm} \mathcal{E}_1 = \pm \frac{\partial \mathcal{E}_1}{\partial z} + \frac{i}{2k_1} \Delta_{\perp} \mathcal{E}_1 - \frac{g I_0(r_{\perp}, z)}{2} \mathcal{E}_1 = 0, \quad (1.67)$$

к которому в стационарном случае ($\partial/\partial t=0$) сводится система (1.15) (или (1.18)). Знак плюс относится к попутному ВР, минус — к обратному.

Рассмотрим для определенности попутное ВР. Допустим, что на границе среды задана стоксова волна $\mathcal{E}_1(r_{\perp}, 0)$. Определим необходимое условие, при выполнении которого волна \mathcal{E}_1 будет усиливаться с сохранением структуры ψ_1 :

$$\Psi_1(r_{\perp}, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(r_{\perp} - r'_{\perp}, z) \mathcal{E}_1(r'_{\perp}, 0) d^2 r_{\perp}, \quad (1.68)$$

присущей ей при распространении в свободном пространстве. Здесь $G(r_{\perp} - r'_{\perp}, z)$ — функция Грина,

$$G(r_{\perp} - r'_{\perp}, z) = \frac{ik_1}{2\pi z} \exp \left[\frac{-ik_1(r_{\perp} - r'_{\perp})^2}{2z} \right]. \quad (1.69)$$

Представим поле \mathcal{E}_1 в виде суммы двух составляющих, одна из которых совпадает с ψ_1 , а другая ортогональна ей:

$$\mathcal{E}_1 = c_1 \psi_1 + \tilde{\mathcal{E}}_1, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \psi_1^* \tilde{\mathcal{E}}_1 d^2 r_{\perp} = 0. \quad (1.70)$$

Подставляя (1.70) в (1.67) и пользуясь условием ортогональности волн ψ и $\tilde{\mathcal{E}}_1$, а также тем, что ψ_1 удовлетворяет (1.68), после несложных преобразований получим два связанных уравнения:

$$\frac{dc_1}{dz} - \frac{\Gamma(z)}{2} c_1 = f_1(\tilde{\mathcal{E}}_1), \quad (1.71)$$

$$\hat{L}_{+} \tilde{\mathcal{E}}_1 - \frac{g}{2} I_0 \tilde{\mathcal{E}}_1 + \frac{g \psi_1}{2 P_1(0)} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r_{\perp} I_0 \psi_1^* \tilde{\mathcal{E}}_1 = \left[\frac{g I_0}{2} - \frac{\Gamma(z)}{2} \right] c_1 \psi_1. \quad (1.72)$$

Здесь

$$P_1(0) = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_1(z, r_{\perp})|^2 d^2 r_{\perp};$$

$$\Gamma(z) = \frac{g}{P_1(0)} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(z, r_{\perp}) |\psi_1(z, r_{\perp})|^2 d^2 r_{\perp} \quad (1.73)$$

— инкремент структуры ψ_1 ;

$$f_1(\tilde{\mathcal{E}}_1) = \frac{g}{2 P_1(0)} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r_{\perp} I_0 \psi_1^* \tilde{\mathcal{E}}_1$$

— источник, приводящий к возбуждению волны $c_1\psi_1$ за счет «рассеяния» ортогональной ей составляющей $\tilde{\mathcal{E}}_1$ на профиле локального инкремента $^{1/2}gI_0(r_\perp, z)$.

Уравнение (1.71) описывает усиление волны со структурой $\psi_1(r_\perp, z)$, уравнение (1.72) — усиление всех других структур, ортогональных ψ_1 , в то время как усиление структуры ψ_1 в нем исключено. Источник в правой части (1.71) учитывает возбуждение волны $\tilde{\mathcal{E}}_1$ за счет «рассеяния» на профиле локального инкремента составляющей ψ_1 . Таким образом, от исходного уравнения (1.67) осуществлен переход к эквивалентной ему системе уравнений (1.71) и (1.72).

Система (1.71), (1.72) остается сложной, и нахождение ее общего решения затруднительно. Поэтому сделаем упрощающие предположения, использование которых, как это будет видно из дальнейшего, не исказит основных особенностей процесса.

Допустим, что в среду входит коллимированный, многомодовый пучок накачки \mathcal{E}_0 с нормальной статистикой поля, второй момент которого определяется формулой

$$\begin{aligned} \frac{cn}{2\pi} \langle \mathcal{E}_0 \left(r_\perp + \frac{\mathbf{e}}{2}, 0 \right) \mathcal{E}_0^* \left(r_\perp - \frac{\mathbf{e}}{2}, 0 \right) \rangle = \\ = \langle I_{00} \rangle \exp \left(- \frac{r_\perp^2}{r_0^2} - \frac{\mathbf{e}^2}{\rho_0^2} \right), \end{aligned} \quad (1.74)$$

где r_0 — радиус пучка, ρ_0 — размер области корреляции.

Полученные для коллимированного пучка накачки результаты легко переносятся также на случай сфокусированных пучков. Для этого в соответствующих формулах достаточно предположить, что отсчет координаты z производится из центра фокальной перетяжки.

1.2.3. Усиление некоррелированных стоксовых волн в поле многомодовых пучков накачки

Предположим сначала, что на входе в среду стоксова волна не коррелирована с волной накачки. Кроме того, будем считать, что при $z > 0$ возбуждением быстронарастающих коррелированных с накачкой стоксовых компонент, воспроизводящих мелкомасштабное распределение поля $\mathcal{E}_0(r_\perp, z)$, также можно пренебречь. Далее уточним, когда такое пренебрежение оправдано, а сейчас получим необходимые условия того, чтобы усиливаемая стоксова волна не искажала своей поперечной структуры за счет «рассеяния» волны $c_1\psi_1$ на профиле локального инкремента $gI_0/2$ в ортогональные структуры $\tilde{\mathcal{E}}_1$.

Оценим сначала собственный инкремент $\Gamma(z)$ структуры ψ_1 . Введем параметр $M_k = g \langle I_0(0, z) \rangle z_k$, характеризующий усредненное усиление стоксовой волны на длине z_k продольной неоднородности поля (длине продольной корреляции), которая связана с радиусом корреляции $\rho_0(z) = \rho_0(1 + z^2/z_0^2)^{1/2}$ соотношением

$z_k = k_0 \rho_0^2(z)$ ($z_0 = k_0 \rho_0 r_0$ — длина дифракционного расплывания коллимированного на входе в среду светового пучка). Нетрудно убедиться в том, что M_k не зависит от z . Действительно, поскольку мощность накачки P_0 не зависит от координаты z , а средняя интенсивность на оси пучка

$$\langle I_0(0, z) \rangle = \frac{P_0}{\pi r_0^2(z)} = \frac{\langle I_{00} \rangle}{1 + z^2/z_0^2} \quad (1.75)$$

падает обратно пропорционально квадрату радиуса $r_0^2(z) = r_0^2(1 + z^2/z_0^2)$, то параметр $M_k = g \langle I_0(0, z) \rangle z_k$ не зависит от z , так как длина корреляции $z_k = k_0 \rho_0^2(z)$ растет пропорционально квадрату радиуса корреляции, который, в свою очередь, пропорционален радиусу пучка: $\rho_0(z) = \rho_0 r_0(z)/r_0$.

Величина параметра M_k определяет характер формирования поперечной структуры рассеянного излучения. Предположим, что $M_k \ll 1$ и $\rho_0 \ll r_0$. При этих условиях, учитывая статистическую независимость полей \mathcal{E}_0 и ψ_1 , в выражении (1.73) для $\Gamma(z)$ величину I_0 можно заменить ее средним значением $\langle I_0 \rangle$. В случае достаточно узкого стоксова пучка, радиус которого $r_1(z)$ удовлетворяет условию

$$\rho_0 \ll r_1(z) \lesssim 2r_0(z) \left(\int_0^z \Gamma dz \right)^{-1/2}, \quad \int_0^z \Gamma dz \gg 1, \quad (1.76)$$

локальный инкремент $\Gamma(z)$ максимален и, как это следует из формулы (1.73), определяется соотношением

$$\Gamma(z) = g \langle I_0(0, z) \rangle = \frac{g \langle I_{00} \rangle}{1 + z^2/z_0^2}. \quad (1.77)$$

Полный инкремент $\bar{M}(z)$ некоррелированных волн рассчитывается по формуле

$$\bar{M}(z) = \int_0^z \Gamma(z) dz = M_0 \arctg(z/z_0), \quad (1.78)$$

где $M_0 = g \langle I_{00} \rangle z_0$ — полный инкремент на длине дифракционного расплывания пучка.

Найдем теперь вклад составляющей $\tilde{\mathcal{E}}_1$ в усиление структуры $c_1 \psi_1$. Эта составляющая при $z=0$ равна нулю, и ее возбуждение связано с источником в правой части (1.71). Разобьем его на два слагаемых:

$$\left[\frac{g I_0}{2} - \frac{\Gamma(z)}{2} \right] c_1 \psi_1 = \left[\frac{g \langle I_0 \rangle}{2} - \frac{\Gamma(z)}{2} \right] c_1 \psi_1 + \frac{1}{2} g (I_0 - \langle I_0 \rangle) c_1 \psi_1. \quad (1.79)$$

Легкое убедиться, что вклад первого слагаемого в поле $\tilde{\mathcal{E}}_1$ при $|r_\perp| \lesssim r_0(z) \left(\int_0^z \Gamma dz \right)^{-1/2}$ оказывается незначительным. Второе

слагаемое в (1.79) представляет собой шумовой (нерезонансный) источник, вклад от которого в поле $\tilde{\mathcal{E}}_1$ пропорционален параметру M_k . Этому же параметру пропорционален вклад данного источника в инкремент для c_1 .

Для того чтобы это показать, оценим величину $f_1(\tilde{\mathcal{E}}_1)$ следующим образом. Запишем решение уравнения (1.71) на интервале Δz , удовлетворяющем условию $z_k \ll \Delta z \ll 1/g \langle I_0 \rangle$,

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{E}}_1(\mathbf{r}_\perp, z) = & \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r'_\perp G(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp, \Delta z) \tilde{\mathcal{E}}_1(\mathbf{r}'_\perp, z - \Delta z) + \\ & + \int_{z-\Delta z}^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r'_\perp G(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp, z) \frac{g}{2} [I_0(\mathbf{r}'_\perp, z) - \\ & - \langle I_0(\mathbf{r}'_\perp, z') \rangle] c_1(z') \psi_1(\mathbf{r}'_\perp, z') \end{aligned} \quad (1.80)$$

и подставим его в выражение для f_1 . Далее поступим так, как это делается при исследовании распространения волн в случайно-неоднородной среде в приближении марковского случайного процесса.

Учтем, что характерный масштаб продольной корреляции z_k источника $(g/2) \langle I_0 - \langle I_0 \rangle \rangle c_1 \psi_1$ много меньше Δz . В первом приближении функции $I_0(\mathbf{r}_\perp, z) \psi_1^*(\mathbf{r}_\perp, z)$ и $\tilde{\mathcal{E}}_1(\mathbf{r}'_\perp, z - \Delta z)$ будем считать статистически независимыми и пренебрежем вкладом первого слагаемого в (1.80) в величину f_1 . Используемый прием вычисления f_1 будет оправдан, если полученное при этом значение f_1 не будет зависеть от интервала Δz . Учет вклада второго члена в (1.80) при нормальном законе распределения поля \mathcal{E}_0 и выполнении условия $z_k \ll \Delta z \ll 1/g \langle I_0 \rangle$ дает $f_1 \simeq M_k \Gamma(z) c_1$. Независимость выражения f_1 от Δz подтверждает правильность использования марковского приближения. Отсюда видно, что добавка в полный инкремент для $|c_1|^2$, связанная с полем $\tilde{\mathcal{E}}_1$, по порядку величины равна $\bar{M} M_k$, где $\bar{M}(z) = \int_0^z \Gamma(z) dz$. При

$$\bar{M} M_k \ll 1 \quad (1.81)$$

инкремент для некоррелированного с накачкой стоксова пучка, имеющего узкую огибающую с радиусом $r_1 \ll r_0(z) [\int_0^z \Gamma(z) dz]^{1/2}$, равен $\bar{M}(z)$.

Для оценки мощности $\bar{P}_1 = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{\mathcal{E}}_1|^2 d^2 r_\perp$ составляющей $\tilde{\mathcal{E}}_1$ учтем, что поле $c_1 \psi_1$ сосредоточено вблизи оси пучка и собственный инкремент поля $\tilde{\mathcal{E}}_1$, определяемый левой частью уравнения (1.72), при $\bar{M} M_k \ll 1$ примерно равен \bar{M} . В результате получим

приближенную оценку:

$$\frac{\tilde{P}_1}{|c_1|^2 P_1(0)} \simeq \int_0^z M_k \Gamma(z) dz. \quad (1.82)$$

Из (1.82) следует, что при

$$\mu \ll 1, \quad (1.83)$$

где $\mu = \int_0^z M_k \Gamma(z) dz$, мощность поля $\tilde{\mathcal{E}}_1$ будет мала по сравнению с мощностью поля $|c_1|^2 P_1(0)$. Параметр M_k , фигурирующий в (1.82), внесен под знак интеграла, чтобы обобщить соответствующее выражение на случаи, когда необходимо учитывать ослабление накачки вследствие преобразования ее энергии в стоксову волну.

В условиях такого преобразования параметры M_k и $\Gamma(z)$ изменяются вместе с интенсивностью накачки. При попутном взаимодействии с увеличением интенсивности накачки $\langle I_0 \rangle$ на входе в среду полный инкремент $\bar{M}(z)$ насыщается, в то же время значение параметра M_k в области ненасыщенного усиления растет примерно как $\langle I_0 \rangle$. Поэтому параметр μ при переходе к режиму насыщения продолжает возрастать с ростом $\langle I_0 \rangle$.

При встречном взаимодействии волн в условиях насыщения интенсивность накачки, проходящей в глубь нелинейной среды, уменьшается по сравнению с «линейным» значением на расстояниях $\sim 1/g \langle I_0 \rangle$ из-за преобразования ее энергии в стоксову волну. В области ненасыщенного преобразования на расстояниях от входа в среду $z \gg 1/g \langle I_0 \rangle$ распределение интенсивности накачки вдоль координаты z слабо зависит от того, насколько превышен порог, начиная с которого сказываются эффекты насыщения. Поэтому даже при больших коэффициентах преобразования накачки в стоксову волну ее пространственное распределение в глубине среды примерно такое же, как и на пороге. Следовательно, параметр μ , определяемый как интеграл от интенсивности накачки по всему объему среды, мало изменяется в условиях насыщения. Это означает, что если неравенство (1.83) было заведомо выполнено при переходе от ненасыщенного режима взаимодействия волн к насыщенному, то оно выполняется при больших интенсивностях накачек, по крайней мере до тех пор, пока не станет существенным влияние других побочных эффектов.

Итак, при выполнении условия (1.83) достаточно узкий на всей трассе и, следовательно, слаборасходящийся стоксов пучок при усилении в поле многомодовой накачки сохраняет то же пространственное распределение, что и при распространении в среде без усиления.

1.2.4. Усиление коррелированных с накачкой стоксовых волн

Условие (1.83) является только необходимым, но не достаточным для усиления стоксова пучка без искажения его поперечной структуры. Для этого требуется также, чтобы на усилении заданной на границе среды стоксовой волны не сказывалось преимущественное нарастание воспроизводящих накачку компонент, т. е. должны отсутствовать эффекты воспроизведения и ОВФ накачки в стоксовом излучении. Перейдем к более подробному их обсуждению.

Рассмотрим сначала усиление воспроизводящих компонент в поле многомодовой накачки с плоской огибающей [6, 7]. Эта идеализация годится, например, для описания ВР многомодового пучка накачки в светопроводе. Усиление стоксовых волн описывается уравнением (1.67).

Для определенности остановимся на попутном ВР с малым смещением частоты, таким, что в уравнении (1.67) можно считать $k_0 = k_1$. Это оправданно, если характерная длина усиления существенно меньше величины $(\Delta k \theta_0^2)^{-1}$, где $\Delta k = k_0 - k_1$, $\theta_0 = = 2/k_0 \rho_0$ — расходимость многомодовой накачки.

Допустим, что на границе среды задана стоксова волна с тем же поперечным распределением комплексной амплитуды поля, что и волна накачки: $\mathcal{E}_1(0, \mathbf{r}_\perp) = a \mathcal{E}_0(0, \mathbf{r}_\perp)$, где a — постоянный коэффициент. Тогда функция ψ_1 (см. (1.68)) совпадает с комплексной амплитудой поля накачки в объеме нелинейной среды:

$$\psi_1 = \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}'_\perp, z) \mathcal{E}_1(\mathbf{r}'_\perp, 0) d^2 r'_\perp = a \mathcal{E}_0(\mathbf{r}_\perp, z). \quad (1.84)$$

Отыскивая решение (1.67) в виде (1.70), приходим к системе (1.71), (1.72), куда входит функция ψ_1 , выраженная формулой (1.84).

Производя небольшие упрощения, получим

$$\frac{dc_1}{dz} - \frac{\Gamma(z)}{2} c_1 = \frac{g}{2P_0} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \mathcal{E}_0^* \tilde{\mathcal{E}}_1' d^2 r_\perp, \quad (1.85)$$

$$\hat{L}_+ \tilde{\mathcal{E}}_1' - \frac{g}{2} I_0 \tilde{\mathcal{E}}_1 + \frac{g \mathcal{E}_0}{2P_0} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \mathcal{E}_0^* \tilde{\mathcal{E}}_1' d^2 r_\perp = \left[\frac{g I_0}{2} - \Gamma_1(z) \right] c_1 \mathcal{E}_0, \quad (1.86)$$

где

$$\tilde{\mathcal{E}}_1' = \tilde{\mathcal{E}}_1 / a, \quad P_0 = \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_0|^2 d^2 r_\perp, \quad \Gamma = \frac{g}{P_0} \int_{-\infty}^{\infty} I_0^2 d^2 r_\perp. \quad (1.87)$$

Нетрудно показать, что в рассматриваемом случае усиления коррелированных с накачкой стоксовых волн, так же как и в случае усиления некоррелированных волн, источник в правой

части (1.86) эквивалентен шумовому (нерезонансному) источнику, вклад от которого пропорционален малому параметру M_k , и при $M_k \ll 1$ им можно пренебречь. (Это доказывается точно так же, как было сделано выше для источника $g(I_0 - \langle I_0 \rangle) c_1 \psi_1$.)

Ниже мы уточним оценку мощности $\bar{P}_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{\mathcal{E}}_1|^2 dr_{\perp}$, а сейчас рассмотрим усиление воспроизводящей накачку стоксовой волны.

Учтем прежде всего, что вклад слагаемого $\int_{-\infty}^{\infty} I_0 \mathcal{E}_0 \tilde{\mathcal{E}}_1^2 dr_{\perp}$ в инкремент для c_1 пропорционален параметру M_k , так как в силу статистической независимости полей \mathcal{E}_0 и $\tilde{\mathcal{E}}_1$ эта свертка — знакопеременная функция координаты z с характерным масштабом, меньшим или порядка z_k (этот масштаб определяет, помимо прочего, длину взаимной корреляции статистически независимых полей \mathcal{E}_0 и $\tilde{\mathcal{E}}_1$).

Пренебрегая при $M_k \ll 1$ правой частью (1.85), находим

$$c_1(z) = \exp \left[\frac{g}{2P_0} \int_0^z dz \int_{-\infty}^{\infty} I_0^2 dr_{\perp} \right]. \quad (1.88)$$

Для многомодовых пучков под знаком интеграла заменим I_0^2 его средним значением и воспользуемся тем, что в силу гауссовой статистики $\langle I_0^2 \rangle = 2 \langle I_0 \rangle^2$. Учтем также, что средняя интенсивность по сечению постоянна. Тогда найдем

$$c_1 = \exp(g \langle I_0 \rangle z). \quad (1.89)$$

Мощность воспроизводящей накачку стоксовой волны равна

$$P_1^{\text{воспр}} = |c_1|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_1|^2 dr_{\perp} = |c_1(z)|^2 |a|^2 P_0. \quad (1.90)$$

Из (1.90) следует, что мощность воспроизводящей волны $P_1^{\text{воспр}}$ нарастает с полным инкрементом

$$M(z) = 2g \langle I_0 \rangle z. \quad (1.91)$$

Для оценки мощности \bar{P}_1 учтем, что инкремент для коррелированных волн вдвое превышает инкремент для некоррелированных волн. Подставляя $c_1(z)$ из (1.89) в (1.86) и учитывая нерезонансный (шумовой) характер источника в правой части (1.86), находим

$$\bar{P}_1 \approx |c_1|^2 |a|^2 P_0 M_k. \quad (1.92)$$

Учитывая (1.90), нетрудно заметить, что при $M_k \ll 1$ мощность света, возбуждаемого вследствие рассеяния воспроизводящей накачку стоксовой волны на пространственно-неоднородном профиле локального инкремента gI_0 , остается малой по сравнению с мощностью самой воспроизводящей волны $P_1^{\text{воспр}}$.

Подчеркнем в то же время, что здесь речь идет не о воспроизведении накачки в поле рассеянного излучения, а об усилении стоксовой волны, имеющей на входе в нелинейную среду поперечную структуру, такую же, как и накачка. Далее усиление этой стоксовой волны сравним с усилением других, не коррелированных с накачкой волн.

Но сначала рассмотрим усиление стоксовых волн, воспроизводящих коллимированные или сфокусированные сильнонеоднородные по сечению пучки накачки. Особенностью усиления является то, что здесь, в отличие от ВР в светопроводе, существенную роль играют дифракционные потери усиливаемой стоксовой волны. Специфика формирования воспроизводящей накачку стоксовой волны в ограниченном световом пучке конечного сечения связана с уменьшением в направлении от оси пучка интенсивности лазерного излучения. В результате область наибольшего усиления рассеянного поля локализуется в узкий луч, интенсивность которого нарастает с наибольшим инкрементом, превосходящим примерно в 2 раза инкременты других, также узких, но не коррелированных с накачкой лучей. Однако из-за того что огибающая воспроизводящего накачку стоксова луча имеет радиус, меньший, чем огибающая лазерного пучка, дифракционные распределения полей обеих волн выходят из взаимного согласования в пространстве. Другими словами, на достаточно большом расстоянии от входа в среду максимумы амплитуды рассеянного поля «не попадают» в максимум коэффициента усиления, даже если во входном пучке поля были согласованы. Такое рассогласование полей устраняется по мере усиления автоматически, поскольку наибольшим инкрементом обладают локализованные вблизи оси лазерного пучка стоксовы волны, повторяющие накачку.

Можно сказать, что в любой плоскости при «рассеянии» повторяющей накачку стоксовой волны на профиле локального инкремента возбуждается множество других стоксовых компонентов, однако более всех усиливаются именно те, которые локализованы вблизи оси пучка и воспроизводят накачку в данной плоскости. Однако такая перестройка поля связана с потерями, которые можно условно назвать дифракционными. Эти потери тем сильнее, чем уже стоксов пучок. Для широких стоксовых пучков дифракционные потери несут существенны, однако если пучки слишком широкие, то усиление менее эффективно, поскольку интенсивность накачки на периферии луча меньше, чем в центре. Таким образом, существует оптимальная структура воспроизводящей накачку стоксовой волны. Пучки более широкие, чем оптимальный, усиливаются слабее из-за уменьшения средней интенсивности накачки, а пучки более узкие — из-за возрастания дифракционных потерь.

Расчет, проведенный с учетом различия волновых векторов накачки и стоксовой волны, показывает, что в этом случае полный инкремент равен [8]

$$M(z) = 2M_0(1 - \sqrt{2}/M_0 - 1/2M_{01}^2)v(z), \quad (1.93)$$

где $M_{01} = g \langle I_0 \rangle l'_{01}$ — полный инкремент на длине рассогласования l'_{01} стоксовой волны и накачки, связанной с различием их волновых векторов;

$$l'_{01} = z_0 k_0 \theta_d / (k_0 - k_1) \theta_0, \quad (1.94)$$

$\theta_d = 2/k_0 r_0$ — параметр, совпадающий с дифракционной расходимостью одномодового пучка радиусом r_0 . В формулу (1.93) входит фактор $\nu(z)$, зависящий от приосевого распределения средней интенсивности накачки вдоль продольной координаты z . Для коллимированного пучка этот фактор равен

$$\nu(z) = \text{arctg}(z/z_0). \quad (1.95)$$

Для пучка накачки, сфокусированного в плоскости $z=0$ линзой с фокусным расстоянием F ,

$$\nu(z) = \text{arctg} \left(\frac{F^2 + z_0^2}{F} \frac{z}{z_0} - \frac{z_0}{F} \right) + \text{arctg} \frac{z_0}{F}. \quad (1.96)$$

Радиус воспроизводящей накачку стоксовой волны равен

$$r_1^{\text{воспр}} = r_0(z) / (\sqrt{2} M_0)^{1/2}. \quad (1.97)$$

Предельное значение инкремента в неограниченной среде ($z \rightarrow \infty$) для коллимированного на входе пучка равно¹

$$M_{\text{кол}} = \pi M_0 (1 - \sqrt{2}/M_0 - 1/2M_{01}^2); \quad (1.98)$$

для сфокусированного пучка ($F \ll z_0$) соответствующее значение вдвое больше:

$$M_{\text{сф}} \simeq 2M_{\text{кол}} = 2\pi M_0 (1 - \sqrt{2}/M_0 - 1/2M_{01}^2). \quad (1.99)$$

Как видно из формулы (1.93), инкремент воспроизводящей накачку стоксовой волны превышает инкремент не коррелированных с накачкой волн, определяемых средним профилем интенсивности лазерного пучка (см. (1.78)). Это превышение $\delta = M(\nu)/\bar{M}(\nu)$ при неограниченном возрастании коэффициента усиления M_0 стремится к величине, соответствующей ВР в светопроводе и равной 2.

1.2.5. Воспроизведение волны накачки в излучении вынужденного рассеяния

Перейдем теперь к обсуждению условий реализации эффекта воспроизведения в ограниченных по сечению коллимированных и сфокусированных световых пучках.

Выше было показано, что при $M_k \ll 1$ искажения воспроизводящей волны невелики. Однако к этой волне примешиваются

¹ Конечное значение инкремента при $z \rightarrow \infty$ для коллимированного на входе в среду пучка связано с ослаблением его интенсивности I_0 вследствие дифракционного расплывания.

другие волны, которые не коррелированы с накачкой. Их суммарная мощность в затравочном излучении СР намного превышает мощность воспроизводящей волны. Однако из-за большего инкремента воспроизводящая волна нарастает вдоль продольной координаты с более высоким темпом, чем некоррелированные волны.

Определим условия, при которых мощность этой волны превысит суммарную мощность всех некоррелированных волн в случае коллимированных или сфокусированных пучков накачки. Допустим, что на входе в среду задан шумовой затравочный стоксов сигнал СР с мощностью $P_1(0)$. Пусть этот стоксов сигнал распределен на той же апертуре радиуса r_0 , что и пучок накачки, и имеет ту же расходимость θ_0 . (Компоненты в затравочном сигнале, направленные под углами, существенно большими, чем θ_0 , учитывать не будем, так как они «высвечиваются» из области взаимодействия стоксова пучка и накачки.)

Выше было показано, что среди всех не коррелированных с накачкой стоксовых волн с наибольшим инкрементом нарастают те, которые во всем объеме взаимодействия сосредоточены вблизи оси пучка в пределах радиуса $r_1 \approx r_0/\sqrt{M}$. Такие волны имеют расходимость $\theta_1 = 2\theta_0/\sqrt{M}$ (см. (1.37)). Поэтому их относительный вес в затравочном излучении равен

$$\frac{\tilde{P}_1(0)}{P_1(0)} = \left(\frac{r_1}{r_0}\right)^2 \left(\frac{\theta_1}{\theta_0}\right)^2 \approx \frac{4}{M^2}. \quad (1.100)$$

После усиления указанных волн их суммарная мощность будет равна

$$\tilde{P}_1(z) = \frac{4}{M^2} P_1(0) \exp \bar{M}(z). \quad (1.101)$$

Для определения относительного веса воспроизводящей волны представим поле затравочного излучения $\mathcal{E}_1(\mathbf{r}_\perp, 0)$ в виде суммы двух ортогональных (в смысле интегрирования по сечению) функций:

$$\mathcal{E}_1(\mathbf{r}_\perp, 0) = a\mathcal{E}_0(0, \mathbf{r}_\perp) + \tilde{\mathcal{E}}_1(\mathbf{r}_\perp, 0), \quad (1.102)$$

одна из которых ($a\mathcal{E}_0$) характеризует воспроизводящие, а другая ($\tilde{\mathcal{E}}_1$) — не коррелированные с накачкой компоненты. Относительная доля мощности воспроизводящей волны равна

$$\chi = |a|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}_0|^2 d^2r_\perp / \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}_1|^2 d^2r_\perp. \quad (1.103)$$

Для нахождения значения a домножим (1.102) на \mathcal{E}_0^* и проинтегрируем по сечению. Тогда в силу ортогональности полей \mathcal{E}_0 и $\tilde{\mathcal{E}}_1$ получим

$$a = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_0^* d^2r_\perp / \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}_0|^2 d^2r_\perp. \quad (1.104)$$

Подставляя (1.104) в (1.103), находим

$$\chi = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_1 d^2 r_{\perp} \right|^2 / \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}_0|^2 d^2 r_{\perp} \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}_1|^2 d^2 r_{\perp}. \quad (1.105)$$

Учитывая статистическую независимость полей \mathcal{E}_0 и \mathcal{E}_1 , нетрудно исходя из (1.105) сделать оценку для χ :

$$\chi = \rho_0^2 / r_0^2 = \theta_d^2 / \theta_0^2. \quad (1.106)$$

Данная оценка, определяющая долю стоксовой волны, воспроизводящей накачку, годится для того случая, когда интенсивность накачки равномерно распределена по поперечному сечению пучка (ВР в светопроводе).

Для сфокусированного пучка, однако, наибольшее усиление имеет стоксова волна, воспроизводящая не всю волну накачки, а лишь ее часть вблизи оси пучка в пределах радиуса $r_1^{\text{воспр}}$ (см. (1.97)). В этом случае в формуле (1.105) функцию \mathcal{E}_0 следует заменить на функцию

$$\mathcal{E}_0' = \exp(-r_{\perp}^2 / r_1^2) \mathcal{E}_0. \quad (1.107)$$

Подставляя (1.107) в (1.105) и учитывая статистическую независимость полей \mathcal{E}_0' и \mathcal{E}_1 , нетрудно оценить величину χ . Она оказывается точно такой же, как и в случае накачки с равномерным распределением интенсивности по поперечному сечению, т. е. определяется все той же формулой (1.106).

Таким образом, для сфокусированного пучка мощность воспроизводящей волны на входе в среду будет равна

$$P_1^{\text{воспр}}(0) = \frac{\theta_d^2}{\theta_0^2} P_1(0). \quad (1.108)$$

После усиления воспроизводящей волны ее мощность достигает значения

$$P_1^{\text{воспр}}(z) = \frac{\theta_d^2}{\theta_0^2} P_1(0) e^{M(z)}. \quad (1.109)$$

Относительная доля воспроизводящей волны во всем усиленном излучении будет равна

$$\chi(z) = P_1^{\text{воспр}}(z) / [P_1^{\text{воспр}}(z) + \tilde{P}_1(z)]. \quad (1.110)$$

Если за границу наблюдения эффекта воспроизведения принять

$$P_1^{\text{воспр}} \lesssim \tilde{P}_1, \quad (1.111)$$

то нетрудно найти, что этот эффект для остро сфокусированного внутрь среды ($F \ll z_0$) пучка реализуется, если

$$\frac{\theta_0}{\theta_d} \lesssim \left(\frac{\theta_0}{\theta_d} \right)_{\text{кр}} \approx \frac{\bar{M}}{2} \exp \left[\frac{\bar{M}}{2} (\delta - 1) \right]. \quad (1.112)$$

Преимущественное усиление воспроизводящей волны характеризуется параметром δ , который зависит от величины инкремента и расстройки волновых векторов.

При ВР, когда затравочным источником служит СР, значение полного инкремента составляет величину $\bar{M} \approx 16$ (для $\theta_0/\theta_d = 10^3$), что для сфокусированного пучка соответствует $M_0 \approx 5.2$. Если расстройка волновых векторов незначительна ($M_{01} \rightarrow \infty$), то $\delta = 2(1 - \sqrt{2}/M_0) \approx 1.6$. Подставив это значение в (1.112), получим $(\theta/\theta_d)_{кр} \approx 800$.

В том случае, когда условие (1.112) не выполнено, эффект воспроизведения срывается. При дальнейшем увеличении расходимости и выполнении условия (1.83), которое для сфокусированного пучка соответствует условию

$$\theta_0/\theta_d \gg \bar{M}^2, \quad (1.113)$$

возможно наблюдение эффекта неискаженного усиления волн, не коррелированных с накачкой. Этот эффект основан на том, что стокова волна по мере своего прохождения через нелинейную среду усредняет мелкомасштабные неоднородности локального инкремента, и поэтому она усиливается без искажений, сохраняя ту структуру, которая свойственна ей при распространении в свободном пространстве.

Условие (1.113) при не очень больших значениях инкремента ($\bar{M} \leq 18 \div 20$) для сфокусированных пучков обычно более жесткое, чем условие невозпроизведения (1.112).

1.2.6. Воспроизведение комплексно-сопряженной волны накачки в излучении вынужденного рассеяния и обращение волнового фронта

Выше речь шла о попутном ВР и усилении воспроизводящих накачку стоковых волн. Эти волны имеют преимущественное (почти двукратное по инкременту) усиление по сравнению с некоррелированными волнами вследствие того, что пространственное распределение их интенсивности совпадает (по крайней мере, вблизи оси пучка) с соответствующим распределением интенсивности в волне накачки.

Если же рассмотреть обратное ВР, то здесь ситуация изменяется. То же самое пространственное распределение интенсивности, что и волна накачки, имеет та стокова волна, которая повторяет по своей амплитуде накачку, но комплексно-сопряжена ей по фазе [9]. Это различие связано с тем, что в линейной среде квазиоптическим уравнениям для комплексных амплитуд прямой (\mathcal{E}_+) и обратной (\mathcal{E}_-) волн

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} + \frac{ik_0 \delta \varepsilon(\mathbf{r}_{\perp}, z)}{2\varepsilon_0} \right) \mathcal{E}_{\pm} = 0 \quad (1.114)$$

не могут (за исключением плоских волн) удовлетворять одни и те же решения $\mathcal{E}_- = \text{const} \mathcal{E}_+$, но могут удовлетворять решения,

комплексно-сопряженные одно относительно другого: $\mathcal{E}_- = \text{const } \mathcal{E}_+^*$. Поэтому если на границе среды $z = L$ встречная стоксова волна воспроизводит накачку с комплексным сопряжением, т. е. $\mathcal{E}_1(z=L, \mathbf{r}_\perp) = a\mathcal{E}_0^*(z=L, \mathbf{r}_\perp)$, то и в объеме среды ($0 < z < L$) эта волна будет воспроизводить накачку также с комплексным сопряжением.

Таким образом, если при попутном ВР эффекты воспроизведения означают преимущественное усиление воспроизводящей накачку стоксовой волны, то при обратном ВР подобные же эффекты означают преимущественное усиление стоксовой волны, повторяющей накачку по амплитуде, но комплексно-сопряженную ей по фазе. Преобразование энергии накачки во встречную комплексно-сопряженную ей по фазе стоксову волну называют ОВФ при обратном ВР. Теория этого эффекта совпадает (с точностью до замены граничных условий $\mathcal{E}_1(0, \mathbf{r}_\perp) = a\mathcal{E}_0(0, \mathbf{r}_\perp)$ на $\mathcal{E}_1(L, \mathbf{r}_\perp) = a\mathcal{E}_0^*(L, \mathbf{r}_\perp)$) с рассмотренной выше теорией эффекта воспроизведения при попутном ВР, и поэтому специального ее изложения не требуется.

Под ОВФ в нелинейной среде понимают такой инициируемый падающей волной физический процесс, в результате которого формируется новая волна, направленная навстречу исходной и имеющая то же самое распределение амплитуды, но комплексно-сопряженную фазу. В поперечной структуре такой волны по мере ее распространения воспроизводятся в обратной последовательности все пространственные распределения исходной волны.

ОВФ может происходить не только в результате обратного ВР, но и других нелинейных процессов. Формально ОВФ означает, что распространяющаяся в прямом направлении монохроматическая волна

$$E_+ = A_+ \exp [i\omega_0 t - ik_0 z + i\varphi(z, \mathbf{r}_\perp)] \quad (1.115)$$

преобразуется во встречную волну вида

$$E_- = \text{const } A_+ \exp [i\omega_0 t - ik_0 z - i\varphi(z, \mathbf{r}_\perp)]. \quad (1.116)$$

Эту встречную волну называют обращенной. Комплексные амплитуды прямой и обращенной волн связаны соотношением $\mathcal{E}_- = \text{const } \mathcal{E}_+^*$.

Для линейно-поляризованного монохроматического излучения ОВФ можно осуществить с помощью гибкого зеркала, отражающая поверхность которого имеет форму, повторяющую волновой фронт падающего на нее излучения. Каждый элемент поверхности такого зеркала перпендикулярен падающему на него лучу. Поскольку подобное зеркало должно подстраиваться под падающее на него излучение, то его называют также адаптивным. Для построения адаптивного зеркала необходимо регистрировать фазу оптического излучения. Наиболее просто и естественно эта регистрация осуществляется в нелинейных средах. Поэтому именно нелинейные среды удобно использовать для ОВФ света.

Если волновой фронт излучения изменяется во времени, поверхность адаптивного зеркала должна изменять свою форму. При этом надо иметь в виду, что из-за доплеровского эффекта, связанного с движением поверхности зеркала, частота обращенной волны будет отличаться от частоты падающей. Для нахождения формы обращаемой поверхности гибкого зеркала $S(t)$ в общем случае некогерентного линейно-поляризованного излучения следует отыскать такую поверхность $S(t)$, на которой электрическое поле волны удовлетворяет условию

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial n} \right) \mathbf{E}(n, \xi, t) = 0, \quad (1.117)$$

где n — одна из нормалей; ξ — координата, отсчитываемая вдоль поверхности. Это условие определяет форму поверхности в данный момент времени, но оставляет неопределенным положение этой поверхности в пространстве, что приводит к известному произволу в ее выборе.

Такой произвол устраняется для более узкого класса квази-монохроматических полей вида

$$\mathbf{E} = \vec{\mathcal{E}} \exp [i\omega_0 t + i\varphi(\mathbf{r}_\perp, z, t)]. \quad (1.118)$$

Обращающую поверхность $S(t)$ можно задать условием

$$\varphi(\mathbf{r}_\perp, z, t)|_{\mathbf{r}_\perp, z \in S} = f(t), \quad (1.119)$$

где $f(t)$ — функция, определяющая характер движения всей поверхности в целом.

Эта функция зависит от специфики конкретного физического процесса, лежащего в основе ОВФ. Так, например, при ОВФ за счет ВРМБ приближенно можно считать $f(t) \sim t$. Если же ОВФ осуществляется посредством параметрического смещения волны \mathbf{E} с одной или несколькими монохроматическими накачками частоты ω_0 (см. п. 2.2.3), то функция $f(t)$ вырождается в постоянное число.

1.2.7. Экспериментальное исследование обращения волнового фронта света при вынужденном рассеянии Манделъштама — Бриллюэна

Наиболее подробно эффект воспроизведения накачки в рассеянном излучении исследовался при обратном ВРМБ в условиях, когда происходило ОВФ света [9]. Пристальное внимание к обратному ВРМБ связано с тем, что этот нелинейный эффект на практике оказался очень удобным для реализации с его помощью ОВФ, которое, в свою очередь, нашло широкое применение в адаптивных лазерных системах (см. разд. 3.1.1).

Экспериментальное исследование эффекта ОВФ при ВРМБ проводилось как в светопроводах, так и при свободной фокусировке излучения в объеме нелинейной среды. В качестве накачки использовались лазерные импульсы длительностью от единиц

микросекунд до одной наносекунды видимого, ультрафиолетового и инфракрасного диапазонов. Прямые измерения коэффициента усиления стоксовой волны за счет ВРМБ в светопроводе показали, что в случае, когда зондирующий сигнал воспроизводит (с комплексным сопряжением) поле пучка накачки, его инкремент вдвое больше, чем в случае, когда зондирующий сигнал не коррелирован с накачкой [10, 11]. Тем самым экспериментально была обоснована достоверность формулы (1.91), указывающей на двойное превышение инкремента воспроизводящих компонент над инкрементом не коррелированных с накачкой волн.

Экспериментальное исследование эффекта ОВФ в сфокусированных пучках и его особенностей в зависимости от величины интегрального инкремента \bar{M} проводилось по схеме, представленной на рис. 1.7. В кювету с нелинейной средой 1, активной к ВРМБ, заводился с одной стороны прошедший через случайную модулирующую фазовую пластинку 2 первоначально одномодовый пучок накачки, а с другой стороны — зондирующий стоксов пучок, интенсивность которого составляла 1% или менее от интенсивности накачки. Чтобы пучок накачки не расплывался после фазовой пластинки 2, ее изображение проецировалось в середину кюветы 1 с помощью линзы 3. Зондирующий пучок формировался в дополнительной кювете 4, куда линзой 5 фокусировалась часть излучения лазера 6, отраженная светоделительной пластинкой 7. В кювету 1 зондирующий пучок направлялся посредством светоделительной пластинки 8. Увеличивая интенсивность накачки, можно было изменять полный инкремент \bar{M} . При этом для исключения влияния эффектов насыщения интенсивность затравочного пучка уменьшалась светофильтрами 9. Регистрировался усиленный стоксов пучок, прошедший в обратном направлении через ту же фазовую пластинку, что и пучок накачки (расходимость, вносимая пластинкой, превышала дифракционную в 70 раз).

Начиная с уровня инкремента $\bar{M}=7$ в угловом спектре усиленного стоксова пучка на фоне неоднородного распределения его интенсивности появлялась достаточно яркая точка (рис. 1.8). Наличие этой точки указывает на то, что при $\bar{M} \geq M_{\min} = 7$ в стоксовой волне, прошедшей фазовую пластинку, с преимущественным весом представлена компонента с дифракционной расходимостью. Этот результат хорошо согласуется с выводом, следующим из формулы (1.93), согласно которому стоксова компонента, воспроизводящая накачку, имеет преимущественное усиление лишь при $M_0 = 2\sqrt{2}$, что при острой фокусировке ($F \ll z_0$) эквивалентно условию $\bar{M} \geq M_{\min} = 9$. Небольшое отличие теоретического и экспериментального значения параметра M_{\min} связано, по-видимому, с тем, что в условиях эксперимента фокусировка не предельно острая.

При дальнейшем увеличении полного инкремента \bar{M} относительная яркость точки, соответствующей угловому спектру сток-

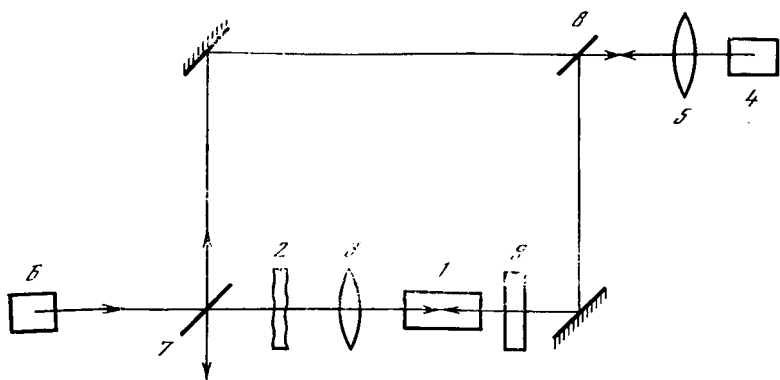


Рис. 1.7. Схема эксперимента по исследованию особенностей ОВФ при ВРМБ сфокусированных пучков

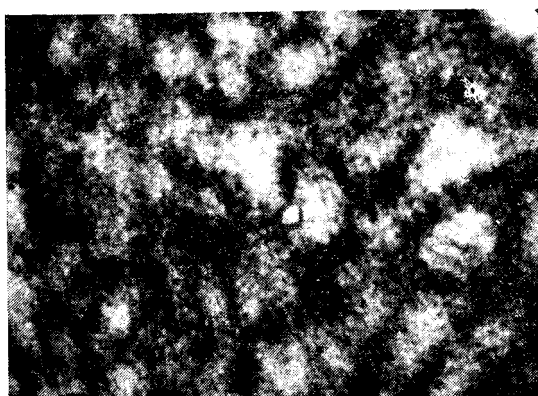


Рис. 1.8. Распределение интенсивности в угловом спектре усиленного в e^7 раз стоксова излучения, прошедшего через ту же фазовую пластинку, что и пучок накачки

совой компоненты с дифракционной расходимостью, возрастала, и в конечном счете указанная компонента становилась преобладающей, т. е. наблюдалось ОВФ накачки. В отсутствие встречной затравочной стоксовой волны эффект ОВФ при ВРМБ сфокусированных пучков проявлялся совершенно четко.

Поскольку преимущественное усиление обрабатываемой накачку стоксовой волны в сфокусированных лазерных пучках не столь велико, как в светопроводе, то важным является вопрос о том, какова и как зависит от расходимости накачки относительная доля воспроизводящей компоненты χ . Соответствующее экспериментальное исследование процесса ОВФ при ВРМБ сфокусированных пучков показало, что при отношении реальной расходимости накачки θ_0 к дифракционной θ_d , примерно равном 800, относительная доля χ резко падает. В то же время при

$$200 \leq \theta_0 / \theta_d \leq 500 \quad (1.120)$$

максимально измеренное значение доли воспроизводящей компоненты χ близко к 90%. Небольшое уменьшение χ при уменьшении отношения θ_0 / θ_d ниже 200 связано с ростом параметра M_k

и увеличением мощности составляющей поля $\bar{\mathcal{E}}_1^1$, возбуждаемой нерезонансным источником $1/2g(I-2\langle I_0 \rangle)\mathcal{E}_0$. Когда отношение θ_0/θ_d приближается к 20—30, параметр M_k становится близким к единице и ОВФ резко ухудшается.

Для получения максимальной доли воспроизводящей накачку компоненты в условиях стационарного ВРМБ необходимо использовать возбуждающие пучки с расходимостью, примерно в 200—500 раз большей дифракционной. Однако надо иметь в виду, что мощность таких пучков должна быть достаточно велика, так как порог ВР при острой фокусировке в среду растет примерно линейно с расходимостью падающего многомодового излучения ($\sim \theta_0/\theta_d$). Если же фокальная область не полностью перекрывается нелинейной средой, то порог еще более возрастает (например, при длине кюветы, меньшей длины фокальной перетяжки, порог растет пропорционально θ_0^2/θ_d^2).

В этом случае, как показали эксперименты по исследованию ВРМБ, эффект ОВФ накачки в стоксовом излучении ухудшается. Это особенно хорошо заметно при использовании в качестве накачки сфокусированного одномодового лазерного пучка, предварительно промодулированного по амплитуде (масками в виде сетки, проволоки). Если длина кюветы больше длины фокальной перетяжки лазерного луча, то эффект ОВФ достаточно четко наблюдается. В противном случае он пропадает, поскольку в обратном направлении рассеивается только та составляющая накачки, которая фокусировалась в центральное дифракционное пятно, а лучи, переносящие информацию об амплитудной маске, попадая на периферийные участки фокальной плоскости, либо не рассеиваются вовсе из-за их малой интенсивности, либо рассеиваются независимо друг от друга.

1.2.8. Экспериментальное исследование эффекта воспроизведения при попутном вынужденном комбинационном рассеянии

При попутном ВКР из-за большого смещения частоты стоксовой волны относительно частоты накачки эффект воспроизведения проявляется в более узком интервале параметров, чем при ВРМБ, где смещение частоты, как правило, несущественно¹.

Из условия воспроизведения (1.112) и исходного условия $M_k \ll 1$ с необходимостью вытекает, что

$$(k_0 - k_1)/k_0 \ll M_k \ll 1. \quad (1.121)$$

При $M_k \gg 1$ воспроизведение ухудшается, так как на длине дифракционного расплывания $z_k = k_0 \rho_0^2$ одной неоднородности с поперечным масштабом ρ_0 усиление велико и нелинейные искаже-

¹ Пространственное рассогласование стоксовой волны и накачки при обратном ВРМБ из-за небольшого различия частот взаимодействующих волн может проявиться только в достаточно протяженных средах, таких, например, как оптические волокна.

ния поля сравниваются с дифракционными. В то же время при $(k_0 - k_1)/k_0 \gg M_k$ воспроизведение исчезает, поскольку в этом случае различие в волновых векторах приводит к рассогласованию дифракционного распределения стоксова пучка и накачки на расстояниях, меньших характерной длины усиления.

Эти выводы подтверждаются экспериментальными исследованиями попутного ВКР в сжатом ($p = 50$ атм) водороде, указывающими на существование оптимальных значений параметра M_k , при которых стоксова волна повторяет излучение накачки.

В экспериментах коллимированный многомодовый лазерный пучок накачки ($\lambda_0 = 0,53$ мкм) пропусклся через кювету с водородом, частотный сдвиг ВКР в котором составлял 4150 см^{-1} . В зависимости от превышения порога ВКР регистрировалась суммарная энергия проходящего в дальнюю зону излучения в угле, примерно равном или меньшем его линейной расходимости. Измерения зависимости энергии от превышения порога проводились при трех разных расходимостях накачки¹, соответствующих значениям параметра $M_k > 1$, $(k_0 - k_1)/k_0 < M_k < 1$, $M_k < (k_0 - k_1)/k_0$. Оказалось, что в первом и третьем случаях энергия проходящего через кювету излучения после превышения порога попутного ВКР практически не нарастала и только во втором случае после превышения порога наблюдался рост энергии.

Отмеченные закономерности связаны с тем, что в первом и третьем случаях расходимость стоксовой волны, в которую преобразуется энергия накачки, превышает расходимость модулированного фазовой пластинкой лазерного излучения. Лишь во втором случае расходимость стоксовой волны совпадала с расходимостью накачки, что указывает на существование эффекта воспроизведения. (Прямое сравнение пространственных распределений комплексных амплитуд накачки и стоксовой волны, распространяющейся в том же самом направлении, что и накачка, затруднительно.)

Большое частотное смещение затрудняет использование ВКР в обратном направлении для реализации эффекта ОВФ. Относительная доля обращенной волны здесь меньше, чем при ВРМБ, и эффект ОВФ исчезает при гораздо меньших превышениях расходимости накачки над дифракционной, чем в случае ВРМБ. (Например, при ВКР излучения с $\lambda_0 = 0,53$ мкм в водороде $(\theta_0/\theta_d)_{\text{кр}} = 50$.)

1.2.9. Обращение волнового фронта немонахроматического и частично-когерентного излучений

Приведенные выше результаты относятся к случаю монохроматической волны накачки. Если же накачка не монохроматическая, то нарастание стоксовой волны в ее поле описывается фор-

¹ В этих экспериментах расходимость накачки изменялась с помощью случайно-модулирующей фазовой пластинки.

мулой (1.52). Для воспроизводящей накачку стоксовой волны в (1.52) заменим gI_0 на $2g\langle I_0 \rangle$. Тогда получим

$$M = (2g\langle I_0 \rangle - \delta\omega_0 |v_{01}|)z, \quad 2g\langle I_0 \rangle > \delta\omega_0 |v_{01}|. \quad (1.122)$$

В то же время некоррелированные по пространственной структуре с накачкой волны нарастают с инкрементом $M = (g\langle I_0 \rangle - \delta\omega_0 |v_{01}|)z$. Отсюда следует, что в диапазоне интенсивностей

$$\frac{\delta\omega_0 |v_{01}|}{2g} < \langle I_0 \rangle < \frac{\delta\omega_0 |v_{01}|}{g} \quad (1.123)$$

инкремент воспроизводящих накачку мод положителен, в то время как некоррелированные с накачкой моды вообще не усиливаются (точнее, их инкремент $\frac{g\langle I_0 \rangle z}{1 + \delta\omega_0 \tau/2}$ пренебрежимо мал, поскольку $\delta\omega_0 \tau \rightarrow \infty$).

Другими словами, в интервале интенсивностей, определяемом неравенством (1.123), дискриминация инкрементов чрезвычайно велика. Поэтому эффект воспроизведения (или обращения при обратном ВР) волнового фронта должен наблюдаться даже при чрезвычайно малой относительной доле волны накачки в затравочной стоксовой волне, т. е. при очень больших значениях отношения реальной расходимости накачки к дифракционной.

При $\langle I_0 \rangle > \frac{\delta\omega_0 |v_{01}|}{g}$ отношение инкрементов воспроизводящей накачку стоксовой волны и некоррелированных с ней компонент

$$\delta = \left(2 - \frac{\delta\omega_0 |v_{01}|}{g\langle I_0 \rangle} \right) / \left(1 - \frac{\delta\omega_0 |v_{01}|}{g\langle I_0 \rangle} \right) \quad (1.124)$$

падает с ростом $g\langle I_0 \rangle$, стремясь при $g\langle I_0 \rangle \gg \delta\omega_0 |v_{01}|$ к двум.

Увеличение дискриминации инкрементов возможно также в условиях, когда на частоте стоксовой волны имеется селективное поглощение. Приведенные здесь выводы представляют интерес в том случае, когда в обычных условиях (монохроматическая накачка, среда без поглощения на частоте стоксовой волны) дискриминация инкрементов не очень велика, например из-за фокусировки лазерного излучения, отличия волновых векторов k_0 и k_1 и т. п.

Рассмотрим случай, когда накачка является пространственно-когерентной, т. е. ее комплексная амплитуда записывается в квазиоптическом приближении в виде

$$\mathcal{E}_0 = \varphi_0(t - z/v_0) \psi_0(\mathbf{r}_\perp, z), \quad (1.125)$$

где $\varphi_0(t)$ и $\psi_0(\mathbf{r}_\perp, z)$ — функции, характеризующие соответственно временную и пространственную модуляции поля. Накачка вида (1.125) может быть сформирована, если некогерентное лазерное излучение с плоским волновым фронтом пропустить через случайно-модулированную фазовую пластинку. Полученное таким образом излучение в каждый момент времени имеет одну и ту же поперечную структуру, а временная модуля-

ция в различных точках поперечного сечения пучка одинакова. Именно поэтому подобное излучение называют пространственно-когерентным.

Предположим, что подобное некогерентное излучение возбуждает ВКР или ВРМБ в среде, в которой ширина линии СР $\delta\omega_{\text{ср}}$ уже, чем ширина частотного спектра излучения $\delta\omega_0$. В этом случае затравочные шумы СР, усиление которых приводит к развитию ВР, имеют ту же частотную полосу $\delta\omega_0$, что и накачка, и ту же ширину углового спектра θ_0 .

Ясно, что в затравочном излучении относительный вес χ структуры $F(t)\varphi_0(t)\psi_0(\mathbf{r}_\perp, 0)$ (или для обратного ВР $\varphi_0(t-L/v_0)\times\times\psi_0(\mathbf{r}_\perp, L)$), где $F(t)$ — произвольная функция с масштабом изменения, большим или порядка τ , равен

$$\chi(0) \simeq \frac{\theta_D^2}{\theta_0^2} \frac{\delta\omega_{\text{ср}}}{\delta\omega_0}. \quad (1.126)$$

Если расстройкой групповых скоростей и волновых векторов пренебречь, то фактор усиления шума в поле пучка накачки с постоянной по сечению средней интенсивностью будет записываться в виде

$$\chi(0) \exp(2g\langle I_0 \rangle z) = \frac{\theta_D^2}{\theta_0} \frac{\delta\omega_{\text{ср}}}{\delta\omega_0} \exp(2g\langle I_0 \rangle z). \quad (1.127)$$

Если же в затравочном излучении выделить все компоненты вида $\varphi_0(t)\tilde{\psi}_0$ или $\tilde{\varphi}_0(t)\psi_0$, где $\tilde{\psi}_0(\mathbf{r}_\perp, z)$ и $\tilde{\varphi}_0(t)$ — не коррелированные с накачкой составляющие, то соответствующие факторы будут равны

$$\frac{2}{\delta\omega_0\tau} \exp(g\langle I_0 \rangle z) \quad (1.128)$$

или

$$\frac{\theta_D^2}{\theta_0^2} \exp\left(\frac{2g\langle I_0 \rangle z}{1 + \delta\omega_0\tau/2}\right). \quad (1.129)$$

В то же время для поля $\tilde{\mathcal{E}}_1$, не коррелированного с накачкой ни по пространственной, ни по временной структуре, фактор усиления равен

$$\exp\left(\frac{g\langle I_0 \rangle z}{1 + \delta\omega_0\tau/2}\right). \quad (1.130)$$

Сравнивая все эти факторы, замечаем, что если первый из них существенно превышает остальные, то в стоковом излучении будет воспроизводиться именно компонента $\varphi_0(t)\psi_0(\mathbf{r}_\perp, z)$.

Особо следует сказать о ВР частично-когерентного излучения, т. е. излучения, у которого поверхность волнового фронта нестабильна во времени. Если поперечная структура такого излучения изменяется за время, существенно меньшее времени ре-

лаксации, то эффект ОВФ при ВРМБ срывается. Это связано с тем, что гиперзвуковая волна не успевает подстроиться под быстро изменяющуюся поперечную структуру поля накачки.

Если же характерное время изменения поперечной структуры меньше или порядка времени релаксации возмущений показателя преломления, то подстройка гиперзвуковой волны успевает произойти и поверхность волнового гиперзвука в каждый момент будет повторять поверхность волнового фронта накачки, т. е. ОВФ сохраняется.

Специфические особенности имеет ВРМБ в поле излучения с пространственно-неоднородным состоянием поляризации (поляризация излучения изменяется по поперечному сечению пучка). В этом случае поле световой волны можно представить в виде суммы двух ортогонально-поляризованных полей с ортогональными (в смысле интегрирования по сечению) поперечными структурами. Оказывается, что в первом приближении с наибольшим инкрементом нарастает та стоксова волна, пространственная структура которой воспроизводит с комплексным сопряжением наиболее мощную компоненту в пучке накачки. Поляризация такой стоксовой волны совпадает с поляризацией пучка накачки. Отсюда ясно, что если излучение накачки состоит из двух примерно равных по интенсивности ортогональных компонент, то эффект ОВФ срывается. Существенно также, что даже для эллиптически поляризованного в общем случае излучения не происходит комплексного сопряжения вектора поляризации, поскольку рассеяние волны накачки на изотропных возмущениях плотности в гиперзвуковой волне не приводит к изменению ее поляризации. Только в случае линейной поляризации излучения возможно полное ОВФ.

Эффект ОВФ также срывается, если за время лазерного импульса звуковая волна распространяется на расстояние, существенно большее масштаба продольной корреляции поля z_k . В этом случае из-за распространения звука происходит «замывание» того объемного распределения возмущений плотности, которое приводит к отражению излучения с ОВФ. С увеличением масштаба корреляции z_k в этом случае инкремент как для воспроизводящей, так и некоррелированных волн падает, причем для воспроизводящей волны это падение более сильное.

Заметим, наконец, что преимущественное усиление воспроизводящей волны уменьшается в нестационарном режиме, когда инкремент пропорционален $\sqrt{gI_0}$. В этом случае преимущественное усиление воспроизводящей волны всего в $\sqrt{2}$ раз выше, чем некоррелированных волн.

1.2.10. Условия реализации обращения волнового фронта света при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна

Перечислим основные условия, необходимые для реализации ОВФ коротких ($t \approx 10^{-8} \div 10^{-9}$ с) лазерных импульсов за счет обратного ВРМБ.

1. Использование достаточно мощного лазерного излучения, обеспечивающего достижения полных инкрементов, существенно превосходящих единицу, в том числе полных инкрементов, больших порогового значения ($M > M_n = 25$).

2. Использование сильнонеоднородных в поперечном сечении световых пучков, таких, чтобы инкремент стоксовой волны на длине продольной корреляции z_k был мал по сравнению с единицей ($M_k \ll 1$).

3. Превышение расходимости излучения накачки над дифракционным пределом должно быть не более 600—800 для сфокусированных пучков и не более 10^3 — 10^4 для светопровода.

Оценка для светопровода следует из того обстоятельства, что мощность затравочного некоррелированного шума не должна превышать значения $e^{\bar{M}} \approx 10^8 \div 10^{10}$ по сравнению с мощностью затравочного источника для воспроизводящей волны. Отношение этих мощностей определяет допустимое превышение расходимости не коррелированных с накачкой стоксовых мод над дифракционным пределом, т. е. величину θ_1^2/θ_d^2 , где значения θ_1 ограничивается свойствами светопровода. Так как обычно $\theta_1 \approx (1 \div 10)\theta_0$, то находим $10^2\theta_0^2/\theta_d^2 \ll 10^8 \div 10^{10}$, или $\theta_0/\theta_d \approx 10^3 \div 10^4$.

4. Использование оптически прозрачных нелинейных сред, длина которых должна быть больше или порядка длины дифракционного перемешивания подвергаемого ОВФ светового пучка.

При фокусировке это означает, что длина среды должна быть больше длины фокальной перетяжки. При работе со светопроводом его длина должна существенно превышать величину D_0/θ_0 , где D_0 — диаметр светопровода, θ_0 — расходимость проходящего через него излучения накачки.

5. Характерная длина области рассеяния должна быть меньше или порядка величины $(\Delta k \theta^2)^{-1}$, где $\Delta k = k_0 - k_1$ — разность волновых векторов накачки и стоксовой волны.

6. Если волновой фронт излучения накачки изменяется во времени, то характерный масштаб такого изменения не должен превышать время релаксации гиперзвука.

7. Поляризация излучения должна быть линейной и одной и той же в любой точке поперечного сечения пучка накачки.

8. Длительность импульса накачки t или время релаксации τ должны быть существенно меньше, чем время пробега звука на масштабе продольной корреляции z_k .

9. Паразитные эффекты, такие, например, как оптический пробой, ВКР, различные фотохимические процессы, попутное ВРМБ, ВТР или тепловое самовоздействие, должны отсутствовать.

1.3. Преобразование многомодовой накачки в волну с дифракционной расходимостью

1.3.1. Необходимые условия преобразования для монохроматического излучения

Выше было показано, что при выполнении условия (1.83) возможно усиление стоксовой волны с сохранением пространственной структуры, присущей ей при распространении в свободном пространстве. Это обстоятельство указывает на возможность преобразования многомодового сильнонеоднородного по поперечной структуре оптического излучения в волну с предельно малой (дифракционной) расходимостью. Соответствующее экспериментальное исследование было выполнено в условиях ВР как в резонаторе, так и на основе внрезонаторных схем.

При ВР в резонаторе за счет селекции поперечных мод удастся возбудить одномодовый стоксов пучок. Хотя при этом эффективность преобразования не очень высока, тем не менее из-за резкого улучшения направленности яркости (интенсивность в единицу телесного угла) выходного стоксова излучения возрастает по сравнению с яркостью накачки.

Трудность селекции поперечных мод привела к необходимости разработки других способов преобразования многомодового лазерного излучения в одномодовое. Они основываются на внрезонаторном комбинационном преобразовании. Один из способов заключается в использовании ВРМБ и ВКР для усиления распространяющегося вдоль оси светопровода узконаправленного стоксова пучка с преобразованием в него энергии отражающихся от стенок светопровода лучей накачки [12, 13].

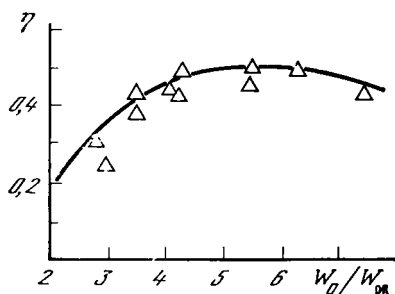
Применение светопровода требует использования специальных растров, вводящих в него излучение таким образом, чтобы его интенсивность была равномерно распределена по поперечному сечению. Кроме того, при больших мощностях накачки возникают дополнительные трудности, связанные с уменьшением отражательной способности стенок светопровода. Поэтому в ряде конкретных ситуаций более удобным является прямое преобразование световых пучков в свободной нелинейной среде.

Здесь есть своя трудность, обусловленная уменьшением длины взаимодействия волн из-за всего лишь однократного пересечения накачки и стоксова пучка. Увеличение длины взаимодействия за счет уменьшения угла между пучками не всегда приводит к нужному результату, так как распространяющиеся попутно с накачкой стоксовы лучи могут искажаться из-за неравномерного распределения коэффициента усиления в поперечном направлении. Чтобы такое искажение отсутствовало, необходимо использовать сильно многомодовые пучки накачки, для которых выполнено условие (1.83).

Для исследования условий эффективного преобразования энергии многомодового сфокусированного пучка накачки в слабо-

расходящуюся стоксову волну были выполнены специальные эксперименты. В одном из них использовалась ВРМБ-кювета с ацетоном, в которую направлялись с разных сторон многомодовый пучок накачки ($\lambda_0 = 0,53$ мкм) и смещенная по частоте (на $\Delta\nu = 0,19$ см $^{-1}$) затравочная стоксова волна с плоским волновым фронтом. При значении параметра $\mu = \bar{M}M_k = 0,2$ (см. (1.81)) первоначально слабая стоксова волна (ее мощность на входе в среду составляла $\sim 1\%$ от мощности накачки) усиливалась с сохранением дифракционной расходимости и ее пиковая мощность возрастала до 60% от пиковой мощности накачки. Однако при увеличении параметра μ до значений ~ 10 — 20 расходимость стоксовой волны возрастала в 20 раз и сравнивалась с расходимостью накачки. При этом коэффициент преобразования в стоксову волну также был достаточно велик.

Рис. 1.9. Зависимость коэффициента преобразования (по числу квантов) многомодовой накачки в стоксову волну с дифракционной расходимостью от нормированной энергии накачки W_0/W_{0r}
 W_{0r} — значение энергии, соответствующее коэффициенту преобразования $\eta = 0,01$



Аналогичные результаты были получены при усилении стоксовой волны, предварительно промодулированной амплитудной маской в виде шестигранной сетки. Таким образом, проведенный эксперимент показал, что при переходе из области $\mu \ll 1$ к области $\mu \gtrsim 1$ поперечная структура стоксова излучения качественно изменяется: если при $\mu \ll 1$ усиленная волна остается одномодовой, то при $\mu \gtrsim 1$ эта волна сильно искажается и становится многомодовой.

В другом эксперименте использовалось ВКР в водороде ($p = 50$ атм). В кювету одновременно с одной стороны фокусировались два пучка накачки — мощный многомодовый и слабый одномодовый. (Энергия первого более чем в 10^2 раз превышала энергию второго.) Одномодовый пучок возбуждал расходящуюся из фокуса линзы слабую стоксову волну (ее энергия была меньше энергии мощной накачки в 10^3 раз), которая затем усиливалась в поле многомодового пучка. На выходе из кюветы располагалась положительная линза, исправляющая фронт расходящейся из фокуса стоксовой волны, в результате чего ее расходимость приближалась к дифракционной. В этих условиях число преобразованных в стоксову волну квантов накачки увеличивалось с ростом энергии последней, достигая относительной величины $\sim 50\%$ (рис. 1.9). Однако при дальнейшем увеличении энергии накачки коэффициент преобразования (по числу квантов) не-

сколько спадал, что связано с нарушением условия (1.83). Эти результаты показывают, что существует оптимальная мощность лазерного пучка, при которой коэффициент преобразования энергии накачки в стоксову волну с расходимостью, близкой к дифракционной, достигает наибольшего значения.

На основании полученных результатов можно также сделать вывод, что усиленное за счет попутного взаимодействия с многомодовой накачкой стоксово излучение представляет собой волну, одна часть энергии которой сосредоточена в компоненте с расходимостью, близкой к дифракционной, а другая — в компоненте с широким угловым спектром. С увеличением энергии накачки относительная доля составляющей с широким угловым спектром возрастает, приводя в конечном счете к уменьшению коэффициента преобразования энергии накачки в составляющую с дифракционной расходимостью.

1.3.2. О преобразовании некогерентного и пространственно-неоднородного монохроматического излучений в условиях стокс-антистоксова взаимодействия

Выше речь шла о преобразовании волн за счет ВРМБ и ВКР в поле монохроматической накачки. Если же волна накачки широкополосная, то для эффективного преобразования ее энергии в плоскую стоксову волну важно, чтобы излучение накачки было пространственно-когерентным. Тогда, отказываясь от сохранения временной структуры стоксова излучения, можно осуществить усиление с сохранением его пространственной структуры. Ясно, что преобразование будет наиболее эффективным, если оно реализуется в условиях, когда различие групповых скоростей накачки и стоксовой волны пренебрежимо мало.

Если же накачка некогерентна, т. е. ее поперечная структура изменяется во времени, то для реализации эффектов преобразования энергии накачки в плоскую стоксову волну необходимо подавить конкурентное преобразование энергии в воспроизводящую стоксову волну, повторяющую по своей пространственно-временной структуре возбуждающее излучение. Для обратного ВР такое подавление осуществляется автоматически, так как в этом процессе эффект воспроизведения срывается из-за некогерентности накачки.

Для попутного ВР подавить эффект воспроизведения можно двумя путями. Один из них — использование сред с достаточно большой расстройкой групповых скоростей или же с большой расстройкой волновых векторов накачки и стоксовой волны. Тогда взаимное рассогласование волн в пространстве приведет к тому, что инкремент у воспроизводящей накачку стоксовой моды резко уменьшится и сравнится с инкрементом стоксовой моды, не коррелированной с волной накачки.

Другой путь — осуществление комбинационного преобразования в условиях сильного взаимодействия стоксовых и антистоксовых компонент. Для этого необходимо, чтобы волновая расстройка $\delta k = 2k_0 - k_1 - k_{-1}$ (k_{-1} — волновой вектор антистоксовой волны) была мала на характерной длине взаимодействия волн. Тогда фононная волна Q будет возбуждаться не только за счет взаимодействия с накачкой и стоксовой волной, но и из-за взаимодействия рассеянные волны будут повторять волну накачки. Однако из-за антистоксова смещения частоты одной из усиливаемых волн возбуждение ими фононной волны происходит в противофазе. Инкремент соответствующего процесса не зависит от ширины линии лазерного излучения и при $M_k \ll 1$ равен

$$M = \sqrt{2\delta k g \langle I_0 \rangle L}. \quad (1.131)$$

Из (1.131) следует, что если $\delta k \rightarrow 0$, то значение инкремента стремится к нулю.

В то же время некоррелированные волны нарастают с инкрементом

$$\bar{M} = \frac{g \langle I_0 \rangle L}{1 + \delta \omega_0 \tau / 2}. \quad (1.132)$$

Сравнивая указанные значения M , замечаем, что при

$$\delta k L \lesssim \frac{M}{1 + \delta \omega_0 \tau / 2} \quad (1.133)$$

инкремент некоррелированных волн будет наибольшим, т. е. в этом случае возможно преобразование некогерентной волны накачки в плоскую монохроматическую стоксову волну. Таким образом, подавление усиления воспроизводящих накачку компонент из-за стокс-антистоксового взаимодействия ограничивает возможности реализации наблюдения эффекта воспроизведения при попутном ВКР в условиях сфокусированной накачки, когда характерная длина нелинейного взаимодействия меньше или порядка $(\delta k)^{-1}$.

Этот вывод относится также к случаю взаимодействия волн в поле монохроматической накачки. Эксперименты с монохроматическими пространственно-неоднородными пучками показали, что при фокусировке лазерного излучения ($\lambda_0 = 0,53$ мкм) в кювету со сжатым водородом ($p = 50$ атм) практически ни при каких значениях θ_0 / θ_d в стоксовой компоненте попутного ВКР не наблюдается воспроизведения волны накачки. Это связано не только с различием волновых векторов k_0 и k_1 , но и с тем, что при фокусировке относительная роль дисперсии мала. Отсутствие дисперсии приводит к тому, что повторяющая накачку стоксова волна из-за ее взаимодействия с антистоксовой компонентой усиливается меньше (см. (1.131)), чем другие не коррелированные с накачкой стоксовы волны (см. (1.132)), для которых (при $M_k \ll 1$) взаимодействие с антистоксовыми компонентами не играет роли.

Эксперименты, кроме того, показывают, что если в нелинейную среду фокусируется одномодовый пучок накачки и относительная расстройка волновых векторов $\delta k l_\phi$ на длине каустики l_ϕ мала по сравнению с единицей, то порог попутного ВКР возрастает с укорочением фокусного расстояния линзы. В этом случае после превышения порога возбуждается рассеянное излучение, которое формируется в волну со стоксовым и одновременно антистоксовым смещением частоты, имеющую довольно сложную поперечную структуру, отличную от одномодовой структуры пучка накачки.

При увеличении расходимости накачки по сравнению с дифракционным пределом относительная интенсивность антистоксовой и высших стоксовых компонент, которые возбуждаются вместе с первой стоксовой компонентой, падает.

Таким образом, в многомодовых пучках параметрическое взаимодействие волн не столь существенно, как в одномодовых. Это согласуется с теоретическими результатами, согласно которым в отсутствие дисперсии параметрическая связь волн становится недостаточной для возбуждения антистоксовых и высших стоксовых компонент, если полный инкремент M_k на длине z_k мал по сравнению с единицей.

1.3.3. Укорочение импульсов при встречном вынужденном рассеянии

Говоря о формировании пространственной структуры излучения при ВР, следует кратко упомянуть и об особенностях формирования временной структуры. Наиболее своеобразен этот процесс при встречном ВР. Дело в том, что если в комбинационно-активной среде навстречу мощному лазерному пучку запустить стоксов импульс, то при достаточно большой интенсивности волны накачки этот импульс начинает укорачиваться. Укорочение возможно, когда из-за сильного нарастания встречной стоксовой волны ее интенсивность сравнивается с интенсивностью накачки уже на длинах, меньших длины кюветы. Оказывается, что укорочение возможно не только до длительностей, больших времени релаксации, но и существенно меньших.

В самом деле, если мы рассмотрим формулу (1.41) для нестационарного инкремента, то легко заметить, что при $g I_0 v_0 \tau \gg 1$ характерная длительность рассеянного импульса

$$t_1 \simeq \tau / \sqrt{g I_0 v_0 \tau} \quad (1.134)$$

будет порядка или даже меньше времени релаксации. При больших значениях нестационарного инкремента может начаться рассеяние от передних слоев нелинейной среды, что мешает эффективному укорочению импульса. Этого можно избежать, если полный инкремент на длине кюветы

$$M = t_0 / \tau \sqrt{g I_0 v_0 \tau}$$

меньше или порядка 20–25. Отсюда следует, что $\sqrt{gI_0 v_0 \tau} \approx 20\tau/t_0$. Таким образом находим, что наибольшее укорочение возможно до длительности $t_1 = t_0/20$. (Здесь предполагается, что длительность импульса сравнима с временем пробега света через кювету.)

Для экспериментальной реализации эффекта укорочения импульс накачки следует фокусировать в кювету. Однако фокус линзы не должен быть слишком коротким. Оптимальные условия для эффективного укорочения импульса при фокусировке света в среду имеют место при длинах каустики, примерно в 20 раз меньших расстояния от фокуса до входа в среду [13а].

Исследования по укорочению импульсов за счет встречного ВР перспективны для преобразования излучения эксимерных лазеров, которое к тому же, как правило, широкополосное и имеет большую расходимость. Поэтому весьма интересны попытки преобразования излучения этих лазеров в короткий световой импульс за счет ВКР и ВРМБ. Особенно в этой связи важно укорочение импульсов с одновременным ОВФ или с преобразованием многомодового лазерного излучения в стоксову волну с заданной пространственной структурой.

Глава 2

ТРЕХ- И ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН

2.1. Удвоение частоты и трехволновое взаимодействие комплексно-сопряженных полей

2.1.1. Физические основы трехволнового взаимодействия и комплексное сопряжение световых волн

Трехволновое параметрическое взаимодействие (смешение) квазимонохроматических световых волн осуществляется в средах без центра инверсии с квадратичной зависимостью нелинейной поляризации $\mathbf{P}_{нл}$ вещества от электрического поля:

$$\mathbf{P}_{нл} = \hat{\chi}_2 \mathbf{E} \mathbf{E}, \quad (2.1)$$

где $\hat{\chi}_2$ — тензор квадратичной нелинейной восприимчивости, являющейся в общем случае пространственно-временным оператором.

Для составления уравнений относительно медленно меняющихся амплитуд взаимодействующих волн выразим индукцию \mathbf{D} , входящую в уравнение (1.5), через линейную и нелинейную поляризации:

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi(\mathbf{P}_л + \mathbf{P}_{нл}), \quad (2.2)$$

где $\mathbf{P}_л = \hat{\chi}_л \mathbf{E}$ — линейная поляризация вещества. Подставим (2.2) в (1.5) и в полученном уравнении полное \mathbf{E} выразим в виде суммы трех квазимонохроматических полей — поля с большей частотой, или накачки (индекс 0), сигнального (индекс 1) и холостого (индекс 2):

$$\mathbf{E} = \sum_{m=0}^2 \vec{\mathcal{E}}_m \exp(i\omega_m t - i\mathbf{k}_m \mathbf{r}) + \text{к.с.} \quad (2.3)$$

Предположим, что средние частоты ω_m и волновые векторы этих полей \mathbf{k}_m удовлетворяют условиям синхронизма:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad (2.4)$$

а их амплитуды медленно изменяются во времени на масштабе $2\pi/\omega_m$ и в пространстве на масштабе $2\pi/|\mathbf{k}_m|$. Тогда, приравнявая члены при одинаковых «быстроосциллирующих» экспонентах, получим так называемые укороченные уравнения:

$$\left(\frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \gamma_0 \nabla_{\perp} \right) \mathcal{E}_0 = -i\beta_0 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2, \quad (2.5)$$

$$\left(\frac{1}{v_{1,2}} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \gamma_{1,2} \nabla_{\perp} \right) \mathcal{E}_{1,2} = -i\beta_{1,2} \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_{2,1}^*, \quad (2.6)$$

Левые части уравнений (2.5) и (2.6) определяют характер распространения свободных волн с продольными составляющими групповых скоростей v_m и направлением распространения относительно оси z , задаваемым вектором γ_m , лежащим в плоскости x, y . Ось z , называемая осью синхронизма, выбирается направленной вдоль волнового вектора k_0 , удовлетворяющего (2.4). Правые части уравнений (2.5) и (2.6) характеризуют нелинейное взаимодействие волн. Коэффициенты нелинейности β_m связаны с соответствующими компонентами тензора квадратичной нелинейной восприимчивости χ_{2m} :

$$\beta_m = 2\pi k_m \chi_{2m} / \epsilon_m, \quad (2.7)$$

где ϵ_m — линейные значения диэлектрической проницаемости для каждой из волн.

Из-за материальной дисперсии вещества условия пространственно-временного синхронизма для трехволнового взаимодействия удовлетворяются обычно только тогда, когда во взаимодействии участвуют обыкновенные и необыкновенные волны.

Наибольший интерес на практике представляет сложение частот либо двух обыкновенных волн, либо одной обыкновенной и одной необыкновенной волн с возбуждением третьей, необыкновенной волны, а также обратный процесс — вычитание частоты обыкновенной или необыкновенной волны из частоты необыкновенной волны. Соответствующие взаимодействия условно называют ООЕ- и ЕОЕ-взаимодействиями.

Простейший случай трехволнового взаимодействия — удвоение частоты. Этот процесс для плоских монохроматических волн, направленных вдоль оси синхронизма, описывается в стационарном случае уравнениями ($\nabla_{\perp} = 0$)

$$\partial \mathcal{E}_0 / \partial z = -i\beta_0 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2, \quad \partial \mathcal{E}_{1,2} / \partial z = -i\beta_1 \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_{2,1}^*, \quad (2.8)$$

решение которых при $\mathcal{E}_1|_{z=0} = \mathcal{E}_2|_{z=0}$ и $\mathcal{E}_0|_{z=0} = 0$ имеет вид

$$|\mathcal{E}_1(z)|^2 + |\mathcal{E}_0(z)|^2 = |\mathcal{E}_1(0)|^2, \quad (2.9)$$

$$\mathcal{E}_0(z) = -i\sqrt{2}\mathcal{E}_1(0) \operatorname{th}(\sqrt{2}\beta_1|\mathcal{E}_1|z).$$

Формула (2.9) указывает на возможность полной (при $\beta_1|\mathcal{E}_1|z \rightarrow \infty$) перекачки энергии во вторую гармонику. Реально же поперечная ограниченность световых пучков, неплоскостность их волнового фронта, дифракционное расплывание на длине кристалла и ряд других факторов лимитируют возможности подобной перекачки.

Процесс, обратный удвоению частоты, приводит к комплексному сопряжению световых волн [14]. Рассмотрим его подробнее.

Предположим, что в нелинейной среде сигнальный пучок оптического излучения (первая гармоника) смешивается с пучком удвоенной частоты (вторая гармоника), имеющим плоский волновой фронт и распространяющимся вдоль оси синхронизма.

В результате подобного взаимодействия возбуждается волна на частоте первой гармоники, причем волновые векторы у ее фурье-компонент наклонены относительно оси синхронизма под теми же углами, что и волновые векторы в исходном пучке первой гармоники, но зеркально симметричны (рис. 2.1).

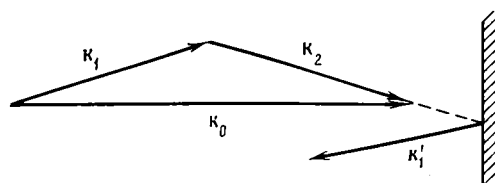


Рис. 2.1. Диаграмма волновых векторов, иллюстрирующая комплексное сопряжение и ОВФ световой волны в поле накачки удвоенной частоты

Пространственное изменение комплексных амплитуд волн на частоте первой гармоники описывается (без учета сноса и дифракции световых волн) уравнениями (2.6) при граничных условиях

$$\mathcal{E}_1|_{z=0} = \mathcal{E}_1(\mathbf{r}_\perp, 0), \quad \mathcal{E}_2|_{z=0} = 0.$$

Решение этих уравнений в приближении заданного поля плоской волны второй гармоники имеет вид

$$\mathcal{E}_2(\mathbf{r}_\perp, z) = \mathcal{E}_1^*(\mathbf{r}_\perp, z) \operatorname{sh}(|\mathcal{E}_0| \beta_1 z). \quad (2.10)$$

Зависимость $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_1^*$ означает, что модуляция сигнальной волны \mathcal{E}_1 переключается (с комплексным сопряжением) на волну \mathcal{E}_2 . Учет сноса или дифракции волн показывает, что зависимость $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_1^*$ для ограниченных в поперечном сечении пучков возможна, строго говоря, лишь в одной плоскости $z = \text{const}$.

Тем не менее если длина кристалла L достаточно мала, так что характерный угол синхронного взаимодействия волн $\Delta\theta = \pi/kL\gamma_0$ существенно превышает расходимость излучения θ_0 , то сносом волн на длине взаимодействия можно пренебречь и на всей длине кристалла условие $\mathcal{E}_1 \sim \mathcal{E}_2^*$ считать приближенно выполненным. В этом случае помещение непосредственно за кристаллом (на расстоянии, меньшем $k_1 \rho_1^2$, где ρ_1 — масштаб поперечной модуляции волны \mathcal{E}_1) плоского зеркала, расположенного перпендикулярно оси синхронизма, приводит к отражению волны \mathcal{E}_2 и формированию волны, обращенной к исходной волне \mathcal{E}_1^* (см. рис. 2.1).

Если аргумент под знаком гиперболического синуса в (2.10) превышает единицу, то коэффициент отражения

$$R = |\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1|^2 = \operatorname{sh}^2(\beta_1 |\mathcal{E}_0| z) \quad (2.11)$$

может достигать весьма существенных величин. Это, однако, не означает, что, увеличивая интенсивность накачки, можно при исчезающе малой сигнальной волне ($|\mathcal{E}_1|^2 \rightarrow 0$) сохранить достаточно большую интенсивность отраженной волны. Дело в

том, что в процессе трехволнового распада излучения второй гармоники наряду с сигнальной волной усиливается также шум параметрической люминесценции. Мощность этого шума определяется числом пространственно-временных мод в полосе усиления, и им можно пренебречь по сравнению с мощностью сигнала P_1 , если

$$P_1 \gg \hbar \omega_1 \delta \omega_1 \theta_1^2 / \theta_d^2, \quad (2.12)$$

где $\delta \omega_1$ и θ_1 — ширина частотного и углового спектров шума, $\theta_d = 4/k_1 D_0$ — дифракционная расходимость волны, определяемая размерами апертуры параметрического преобразователя D_0 .

В рассматриваемом процессе все три взаимодействующие волны распространяются в одном направлении. Это обстоятельство приводит как к существенным преимуществам, так и к определенным недостаткам трехфотонных схем ОВФ. Значительное преимущество этих схем связано с тем, что с их помощью из-за безынерционности параметрических процессов (время релаксации $\tau \approx 10^{-15}$ с) может быть осуществлено ОВФ сверхкоротких субнаносекундных импульсов света, а методы ОВФ, основанные на взаимодействии встречных волн, менее подходят для этой цели из-за уменьшения длины взаимодействия с укорочением длительности импульса.

Немаловажным является и то обстоятельство, что в наиболее интересном для приложений вырожденном режиме, когда частота обращенной волны совпадает с частотой падающего сигнального излучения ($\omega_1 = \omega_2$), на процессе преобразования сверхкоротких импульсов слабо сказывается дисперсия групповых скоростей v_1 и v_2 взаимодействующих волн \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 (в случае, когда обе волны обыкновенные или обе необыкновенные). Чтобы на эффективности не сказывалось разбегание импульсов накачки и двух других низкочастотных волн из-за отличия групповой скорости v_0 от v_1 и v_2 , импульс накачки должен быть достаточно длинным.

Другое преимущество трехфотонных процессов состоит в том, что для ОВФ с их помощью требуются сравнительно невысокие уровни мощности высокочастотного излучения. Использование в качестве накачки излучения с удвоенной (по сравнению с принимаемым сигналом) частотой в ряде случаев практически более удобно, чем использование накачки той же частоты, что и сигнал. Это обстоятельство может оказаться существенным при ОВФ сигналов того частотного диапазона (в первую очередь инфракрасного), где трудно рассчитывать на мощные источники накачки, в то время как в диапазоне второй гармоники такие источники существуют.

Однако, как уже указывалось, ОВФ при трехфотонном взаимодействии возможно лишь в тонких нелинейных кристаллах. Так как частоты ω_1 и ω_2 обеих волн близки, может возникнуть трудность их отделения друг от друга после отражения зеркалом, расположенным на выходе кристалла (в эксперименте для

разделения волн удобно использовать ортогональность их поляризацій).

Дополнительные трудности, которые возникают при реализации подобной схемы ОВФ, связаны с необходимостью достаточно хорошей юстировки зеркала, отражающего комплексно-сопряженную волну \mathcal{E}_2 ; с зависимостью коэффициента усиления от угла прихода падающей волны \mathcal{E}_1 относительно направления синхронизма; с высоким уровнем шумов параметрической суперлюминесценции, снижающим возможности ОВФ слабых сигналов.

2.1.2. Сложение и вычитание частот комплексно-сопряженных световых волн

Перейдем теперь к анализу параметрического преобразования световых полей, волновой фронт которых сформирован таким образом, чтобы генерируемое в результате трехволнового смешения оптическое излучение суммарной или разностной частоты имело заданную пространственную структуру поля. Рассмотрим сначала, каким образом с помощью ОВФ можно умножать фазу оптического сигнала без изменения его частоты.

Допустим, что в результате удвоения частоты пучка первой гармоники с пространственно-неоднородным распределением фазы $\varphi_1(r_\perp)$ и полем

$$E_1 = A_1 \exp(i\omega_1 t - ik_1 z + i\varphi_1)$$

в кристалле с достаточно широкой полосой синхронизма была получена вторая гармоника с полем

$$E_2 = \text{const } A_1^2 \exp(i\omega_2 t - ik_2 z + i\varphi_2), \quad (2.13)$$

где $\omega_2 = 2\omega_1$, $k_2 = 2k_1$, $\varphi_2 = 2\varphi_1$. Для того чтобы вновь получить излучение с частотой ω_1 , вторую гармонику следует смешать с первой. При этом фаза φ_1' генерируемого излучения

$$E_1' = \text{const } E_2 E_1^* = \text{const } A_1^3 \exp(i\omega_1 t - ik_1 z + i\varphi_1') \quad (2.14)$$

оказывается равной $\varphi_1' = \varphi_2 - \varphi_1 = \varphi_1$. Величину фазы можно изменить, если вторую гармонику E_2 смешать с волной

$$E_{1\text{обп}} = A_1 \exp(i\omega_1 t + ik_1 z - i\varphi_1),$$

фронт которой обращен относительно исходной волны E_1 . Для этого направление распространения обращенной волны $E_{1\text{обп}}$ следует поменять на обратное с помощью обычного плоского зеркала ($k_1 \rightarrow -k_1$) и вычесть затем частоту этой волны из частоты второй гармоники. В результате получим на частоте первой гармоники волну

$$E_1' = \text{const } E_2 E_{1\text{обп}}^* = \text{const } A_1^3 \exp(i\omega_1 t - ik_1 z + i\varphi_1') \quad (2.15)$$

с фазой $\varphi_1' = \varphi_2 + \varphi_1 = 3\varphi_1$, превышающей второе исходное значение φ_1 .

Повторяя аналогичные рассуждения, легко показать, что для всех нечетных гармоник $\omega_{2n-1} = (2n-1)\omega_1$, $n=1, 2, \dots$ можно получить фазу

$$\varphi'_{2n-1} = (2p+1)\varphi_1, \quad p=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.16)$$

кратную нечетному числу φ_1 , а для четных гармоник $\omega_{2n} = 2n\omega_1$, $n=1, 2, \dots$ — фазу

$$\varphi'_{2n} = (2p)\varphi_1, \quad p=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.17)$$

Интересно, что число возможных комбинаций с фазой возрастает, если при делении частоты ω_1 пополам осуществляется такое же деление фазы сигнала φ_1 . Тогда, осуществляя ОВФ излучения с фазой $\varphi_1/2$ и вычитая его частоту $\omega_1/2$ из частоты ω_1 первой гармоники, можно возбудить на частоте $\omega_1/2$ сигнал с фазой $3\varphi_1/2$. Далее, суммируя частоту этого сигнала и частоту $\omega_1/2$ сигнала с фазой $\varphi_1/2$, получаем на частоте ω_1 излучение с фазой $2\varphi_1$. Использование подобных процессов позволяет в принципе на частотах $(2n-1)\omega_1/m$ ($n, m=1, 2, \dots$) получать фазу

$$\varphi_{(2n-1)/m} = (2p+1/n)\varphi_1, \quad p=0, \pm 1, \dots,$$

а на частотах $2n\omega_1/m$ — фазу

$$\varphi_{2n/m} = 2p\varphi_1/m, \quad p=0, \pm 1 \dots$$

Обсуждаемые здесь процессы параметрического смешения световых волн будут достаточно эффективны, если ОВФ близко к идеальному. Однако в имеющихся устройствах существуют неточности обращения, связанные как со спецификой данного устройства (шумами, ограниченностью поперечной апертуры и угла видения, смещением частоты обращенной волны и узостью полосы приема, флюктуационным характером временных осцилляций фазы в схемах с мандельштам-бриллюэновским зеркалом и др.), так и с особенностями подвергающегося ОВФ излучения, например с изменением его поляризации и фазы во времени. В последнем случае из-за оптической задержки $\Delta\mathcal{L}/c$ при распространении излучения до устройства ОВФ и обратно в параметрическом смешении участвуют волны с некоторой дополнительной расфазировкой. В частности, если волновой фронт излучения изменяется во времени, то подобная задержка, как и задержка, связанная с конечным временем переходного процесса в самом устройстве обращения, затрудняет управление пространственными характеристиками оптического излучения.

2.1.3. О формировании излучения второй гармоники с плоским волновым фронтом в процессе удвоения частоты

Наибольший практический интерес представляет один частный случай рассматриваемого процесса: сложение в нелинейной среде достаточно близких частот двух многомодовых пучков с

комплексно-сопряженными фазовыми множителями (см. формулу (2.17) для $\rho=0$). Этот процесс удобен тем, что с его помощью может быть осуществлено преобразование многомодового оптического излучения в одномодовое без использования в общем случае специальных опорных волн. Для его реализации световой пучок первой гармоники должен быть разделен на два пучка. У одного из пучков затем обращается волновой фронт, а потом оба пучка (обращенный и необращенный) направляются на элемент сложения частот. В результате этого процесса в излучении суммарной частоты компенсируются искажения волнового фронта, имеющиеся в исходном пучке первой гармоники. На практике для суммирования частот удобно использовать элемент удвоения, рассчитанный на сложение обыкновенной и необыкновенной волн при скалярном взаимодействии или двух обыкновенных волн при векторном взаимодействии.

Рассмотрим, при каких условиях можно осуществить эффективное стационарное преобразование двух полей (\mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2) с близкими частотами в гармонику суммарной частоты с дифракционной расходимостью. Обсудим вначале ООЕ-взаимодействие, которое в пренебрежении дифракционным расплыванием волн (что оправдано при длине среды $L < k_m \rho_m^2$, где ρ_m — характерный масштаб поперечной неоднородности полей, $m=0, 1, 2$) описывается уравнениями (2.5) и (2.6), в которых следует положить $\partial/\partial t=0$ и $\gamma_1=\gamma_2=0$. Выберем ось x таким образом, чтобы она была направлена вдоль γ_0 . Тогда $\gamma_0=\gamma_0 x$ и $\gamma_0 \nabla = \gamma_0 \partial/\partial x$.

Предположим, что на входе в нелинейную среду $\mathcal{E}_1 = c_1 \psi_1^*(0, \mathbf{r}_\perp)$, $\mathcal{E}_2 = c_2 \psi_1(0, \mathbf{r}_\perp)$, $\mathcal{E}_0 = 0$. Если функция $\psi_1(0, \mathbf{r}_\perp) = \exp[i\varphi(0, \mathbf{r}_\perp)]$ имеет чисто фазовую модуляцию, то, как легко видеть, комплексная амплитуда \mathcal{E}_0 не зависит от поперечной координаты (при $L \ll k_m \rho_m^2$).

Если же волна $\psi_1(\mathbf{r}_\perp, 0)$ имеет не только случайную фазовую, но и амплитудную модуляцию, то, вообще говоря, поле \mathcal{E}_0 становится пространственно-неоднородным. В этом случае нелинейная поляризация

$$\mathcal{P}_0 = -i\beta_0 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2,$$

входящая в правую часть уравнения для комплексной амплитуды поля второй гармоники (2.5), пропорциональна $|\psi_1(\mathbf{r}_\perp)|^2$. Эту поляризацию можно представить в виде двух слагаемых, одно из которых $\langle \mathcal{P}_0 \rangle$ не зависит от поперечных координат, а другое имеет сильно неоднородную поперечную структуру:

$$\mathcal{P}_0 = \langle \mathcal{P}_0 \rangle + \Delta \mathcal{P}_0. \quad (2.18)$$

Значок $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по поперечному сечению.

Первое слагаемое в (2.18) отвечает за возбуждение гармоники суммарной частоты с плоским волновым фронтом, второе — за возбуждение многомодовой составляющей. Для пространственно-неоднородного пучка с нормальной статистикой

поля дисперсия флуктуаций поляризации равна

$$\langle \Delta \mathcal{P}_0^2 \rangle = \langle \mathcal{P}_0 \rangle^2. \quad (2.19)$$

Однако равенство «интенсивностей» поляризации вовсе не означает равенства интенсивностей возбуждаемых ими полей. Дело в том, что постоянная составляющая поляризация $\langle \mathcal{P}_0 \rangle$ возбуждает гармонику суммарной частоты эффективнее, нежели пространственно-неоднородная часть поляризации $\Delta \mathcal{P}_0$. Можно сказать, что вклад в поле вносят, главным образом, те гармоники $\Delta \mathcal{P}_0$, которые попадают в полосу синхронизма $\Delta \theta \simeq \pi/k_0 L \gamma_0$. Но если угловая расходимость $\theta_{1,2}$ излучений \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 шире полосы синхронизма, то относительная доля синхронных гармоник в поляризации $\Delta \mathcal{P}_0$ порядка $\Delta \theta / \theta_1$. (Здесь учтено, что полоса синхронизма вдоль одного направления x существенно уже, чем вдоль другого ортогонального направления y .)

Таким образом, мы получаем, что без учета дифракции вклад пространственно-неоднородной части поляризации $\Delta \mathcal{P}_0$ будет мал, если $\Delta \theta \ll \theta_1$, или

$$\pi/k_0 L \gamma_0 \theta_1 \ll 1. \quad (2.20)$$

Если же угол сноса γ_0 не очень велик и выполняется равенство, противоположное (2.20), то обе составляющие поляризации \mathcal{P}_0 дадут примерно одинаковый вклад в гармонику суммарной частоты, которая будет пространственно-неоднородной по амплитуде.

Рассмотрим теперь ОЕЕ-взаимодействия. Выясним на этом примере, как на излучение второй гармоники влияют неколлинеарность и дифракционное рассогласование обыкновенной \mathcal{E}_1 и необыкновенной \mathcal{E}_2 волн на длине нелинейного кристалла. Допустим, что на границе среды излучение первой гармоники представляет совокупность двух световых полей

$$\mathcal{E}_{1,2} = c_{1,2} A e^{\pm i \varphi}.$$

В геометрическом приближении без учета реакции второй гармоники (приближение заданного поля) распределение комплексной амплитуды полей в объеме нелинейного кристалла представляется в виде ($\gamma_1 = 0$)

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= c_1 A \exp \left[-i \varphi(x, y) + \frac{i(\nabla \varphi)^2 z}{2k_1} \right], \\ \mathcal{E}_2 &= c_2 A \exp \left[-i \varphi(x - \gamma_2 z, y) + \frac{i(\nabla \varphi)^2 z}{2k_2} \right]. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Для определенности ось x выбрана вдоль γ_2 (обычно по величине $\gamma_2 \simeq \gamma_0$). Значение $\nabla \varphi$ берется в плоскости $z=0$. Поле \mathcal{E}_1 комплексно сопряжено по отношению к полю \mathcal{E}_2 в плоскости $z=0$; в других же плоскостях комплексное сопряжение полей нарушается.

Поляризация \mathcal{P}_0 , возбуждающая излучение второй гармоники, пропорциональна произведению полей \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 :

$$\mathcal{P}_2 = -i\beta_0 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \approx -i\beta_0 c_1 c_2 A^2 \exp \left[-i\gamma_2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) z + \frac{i(\nabla \varphi)^2}{k_1} z \right]. \quad (2.22)$$

Наличие множителя $\exp[-i\gamma_2(\partial\varphi/\partial x)z]$ связано с тем, что одно из полей является обыкновенным, а другое — необыкновенным. Для ООЕ-взаимодействия этот множитель поляризации отсутствует. Однако в общем случае для ООЕ-взаимодействия в поляризации \mathcal{P}_0 появляется слагаемое, ответственное за удвоение каждого поля в отдельности.

Подставляя поляризацию \mathcal{P}_0 в уравнение (2.5) для \mathcal{E}_0 и считая, что плоскость $z=0$ расположена в середине кристалла, в первом приближении находим

$$\mathcal{E}_0 = -i\beta_0 c_1 c_2 A^2 L \frac{\sin \left\{ \frac{L}{2} \left[\gamma_2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{(\nabla \varphi)^2}{k_1} \right] \right\}}{\frac{L}{2} \left[\gamma_2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{(\nabla \varphi)^2}{k_1} \right]}. \quad (2.23)$$

Если пренебречь дифракционным рассогласованием полей на длине кристалла, то членом $(\nabla \varphi)^2 L/2k_1$ под знаком синуса можно пренебречь. В этом случае угловая расходимость излучения второй гармоники зависит только от множителя, связанного с относительным сносом обыкновенной и необыкновенной волн.

Фазовая и амплитудная модуляции из-за указанного сноса несущественны, если $1/2 L \gamma_2 (\partial \varphi / \partial x) / 2 < \pi/2$. Учитывая, что $\gamma_0 \approx \gamma_2$ и по порядку величины $\partial \varphi / \partial x \approx k_1 \theta_1$, где θ_1 — расходимость первой гармоники, получим, что модуляция второй гармоники отсутствует, когда $\theta_1 < \Delta \theta = \pi/k_0 L \gamma_0$, т. е. ширина углового спектра первой гармоники уже угла синхронизма. В обратном случае модуляция может быть значительна.

Координаты нулей поля второй гармоники в ближней зоне определяются выражением

$$\frac{L}{2} [\gamma_2 (\partial \varphi / \partial x) + (\nabla \varphi)^2 / k_1] = \pi m. \quad (2.24)$$

В частности, если пучок первой гармоники имеет квадратичную фазу, т. е. $\varphi = k_1 r_{\perp}^2 / 2F$, то (2.24) можно записать в виде

$$(x + \gamma_2 F/2)^2 + y^2 = (F \gamma_2 / 2)^2 + \pi m F^2 / k_1 L. \quad (2.25)$$

Формула (2.25) определяет уравнение окружности, т. е. световой пучок в ближней зоне должен состоять из колец. Однако если радиус пучка r_0 настолько мал, что $r_0 \ll F \gamma_2 / 2$, то распределение интенсивности излучения второй гармоники в ближней зоне состоит лишь из отрезков колец, т. е. дуг. При $F \rightarrow \infty$ дуги выпрямляются и переходят в прямые линии.

Расходимость пучка второй гармоники в дальней зоне определяется модуляцией поля в ближней зоне с масштабом $\Delta x = F\Delta\theta$ (при $\gamma_2 > \Delta\theta$).

Экспериментальное исследование подтверждает отмеченные выше особенности процессов сложения частот комплексно-сопряженных световых полей. В частности, при ООЕ-взаимодействии в коротких кристаллах, полоса синхронизма которых шире расходимости первой гармоники, в угловом спектре второй гармоники, образованной в результате сложения частот сходящегося и расходящегося комплексно-сопряженных световых пучков $\mathcal{E}_1 = c_1 A \exp(ik_1 r_\perp^2/2F)$ и $\mathcal{E}_2 = c_2 A \exp(ik_2 r_\perp^2/2F)$, помимо яркого пятна с дифракционной расходимостью, хорошо заметно «фоновое» излучение, связанное с независимым удвоением каждого из пучков в отдельности.

При ЕОЕ-взаимодействии это «фоновое» излучение отсутствует. Однако в длинных кристаллах, где полоса синхронизма уже расходимости первой гармоники, в ближней зоне структура излучения второй гармоники имеет вид дуг, что соответствует результатам приведенного выше теоретического рассмотрения. Расходимость излучения второй гармоники превышает в этом случае дифракционный предел; оценка ширины углового спектра вдоль направлений x и y примерно совпадает с теоретическим значением.

Особый интерес рассмотренные здесь процессы параметрического смещения волн с противоположными по знаку фазами представляют в вырожденном случае, когда $\omega_1 = \omega_2$ и волна \mathcal{E}_0 имеет частоту второй гармоники. В этом случае граничные условия для поля первой гармоники $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ должны быть заданы в виде

$$\mathcal{E}_1 = c_1 \psi_1 + c_2 \psi^*(\mathbf{r}_\perp, 0). \quad (2.26)$$

При выполнении условия (2.20) поле второй гармоники будет близко к одномодовому, причем наибольшая эффективность процесса преобразования достигается, если $|c_1| = |c_2|$. Если же выполняется противоположное условие, то, помимо составляющей с дифракционной расходимостью, в излучении удвоенной частоты будет присутствовать также пространственно-неоднородная компонента.

Обсудим этот момент подробнее. Допустим для определенности, что

$$c_2 = c_1 \exp[i\Delta\phi + i\Omega t], \quad (2.27)$$

где $\Delta\phi$ и Ω — соответственно постоянная фаза и частота, вносимые в процессе ОВФ. Фаза $\Delta\phi$ и частота Ω зависят от способа ОВФ. В частности, при ОВФ, основанном на трех- или четырехволновом смещении, значение $\Delta\phi$ определяется соответственно фазой одной или суммарной фазой двух волн накачки. Если преобразованием во вторую гармонику пренебречь, то при вы-

полнении условия (2.27) поле первой гармоники в объеме среды записывается в виде

$$\mathcal{E}_1 = c_1 \psi_1(\mathbf{r}_\perp, z) + c_1 \exp[i\Delta\varphi + i\Omega t] \psi_1^*(\mathbf{r}_\perp, z). \quad (2.28)$$

Представляя функцию ψ_1 , как $\psi_1 = A e^{i\varphi}$, находим

$$\mathcal{E}_1 = 2c_1 A \exp\left[i\frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{i\Omega t}{2}\right] \cos\left(\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\Omega t}{2}\right). \quad (2.29)$$

Из (2.29) следует, что при $\Omega t \ll \pi$ фаза $\varphi(\mathbf{r}_\perp, z)$ одной из составляющих $c_1 \psi_1$, входящих в поле первой гармоники \mathcal{E}_1 , определяет распределение интенсивности этой гармоники по сечению:

$$|\mathcal{E}_1|^2 = 4|c_1|^2 A^2 \cos^2[\varphi(\mathbf{r}_\perp, z) - \Delta\varphi/2]. \quad (2.30)$$

Регистрируя плотность энергии

$$\omega_1 = \int_0^t |\mathcal{E}_1|^2 dt = 4|c_1|^2 A^2 t \cos^2\left[\varphi(\mathbf{r}_\perp, z) - \frac{\Delta\varphi}{2}\right], \quad (2.31)$$

например, с помощью фотопленки, можно (с точностью до постоянного числа) судить о распределении фазы $\varphi(\mathbf{r}_\perp, z)$ по сечению пучка¹.

Рассмотрим теперь удвоение частоты при условии, противоположном (2.20), когда ширина полосы синхронизма $\Delta\theta$ больше расходимости пучка первой гармоники. В этом случае при $\Omega t \ll \pi$:

$$\mathcal{E}_0 \sim \mathcal{E}_1^2 \sim A^2 e^{i\Delta\varphi} \cos^2(\varphi - \Delta\varphi/2). \quad (2.32)$$

Из (2.32) видно, что фаза φ входит в распределение интенсивности излучения второй гармоники.

Таким образом, с помощью ОВФ фазовую модуляцию можно переводить в амплитудную на частоте как первой, так и второй гармоник без использования специальной опорной волны или линзы, преобразующей (в своей фокальной плоскости) падающее на нее излучение в его фурье-спектр. При этом в отличие от сдвиговых интерферометров световой пучок смешивается не сам с собой, а со своим комплексно-сопряженным аналогом.

2.1.4. Параметрическое смешение световых полей в неоднородных средах с компенсацией искажений волнового фронта

При параметрическом смешении двух световых полей в неоднородных кристаллах или мозаиках из большого числа кристаллов из-за отличия оптических путей в различных областях

¹ При $\Omega t \gg \pi$ подобный метод практически невозможно использовать, так как поперечное распределение интенсивности изменяется во времени и плотность

энергии $\int_0^t |\mathcal{E}_1|^2 dt \simeq 2|c_1|^2 A^2 t$ фактически не зависит от распределения фазы $\varphi(\mathbf{r}_\perp, z)$.

поперечного сечения пучка на величину, большую длины волны, расходимость возбуждаемого третьего поля суммарной или разностной частоты может существенно возрасти по сравнению с дифракционной.

Поэтому весьма привлекательны методы параметрического смещения, основанные на предварительной фазировке световых пучков по поперечному сечению. Благодаря такой фазировке возбуждаемое в нелинейной среде излучение может иметь заранее требуемый, например плоский, волновой фронт.

Для осуществления подобной фазировки одномодовые световые пучки небольшой мощности надо предварительно пропустить через неоднородную нелинейную среду, затем усилить и отразить назад с ОВФ. Тогда, пройдя через усилитель в обратном направлении и достигнув уровня мощности, достаточного для эффективного параметрического преобразования, излучение обоих пучков снова попадает в нелинейный кристалл, где возбуждает волну суммарной или разностной частоты, поле которой на выходе всей системы не зависит от оптических неоднородностей нелинейного элемента. Структура этого поля воспроизводит (с комплексным сопряжением) ту структуру, которая сформировалась бы при прямом смещении двух исходных световых пучков вблизи входного торца однородной нелинейной среды.

Поясним этот вывод в рамках простой теоретической модели. Предположим, что слабощельные пучки с частотами ω_1 и ω_2 проходят сначала через слой с крупномасштабными неоднородностями показателя преломления δn ($-L_0 < z < 0$), затем через неоднородный нелинейный кристалл ($0 < z < L$). Так как мощность пучков невелика, то преобразованием их в гармонику суммарной частоты на первом проходе через нелинейный кристалл можно пренебречь.

Допустим далее, что в области $z > L$ пучки усиливаются и отражаются с ОВФ. Пренебрегая дифракционным расплыванием световых пучков в области $-L_0 < z < L$ и считая, что отражение от поверхности нелинейного элемента и обратное рассеяние на возмущениях δn пренебрежимо малы, поля отраженных световых пучков $\mathcal{E}_{1,2}^-$ в плоскости $z=L$ можно связать с полями прямых волн $\mathcal{E}_{1,2}^+$ в плоскости $z=-L_0$ следующими простыми соотношениями:

$$\mathcal{E}_{1,2}^-(\mathbf{r}_\perp, L) = R_a \mathcal{E}_{1,2}^{+*}(\mathbf{r}_\perp, -L_0) \exp \left[-ik_{1,2}^- \int_{-L_0}^L \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_{1,2}) dz \right], \quad (2.33)$$

где R_a — эффективный коэффициент отражения, $k_{1,2} = \omega_{1,2}/c$.

Отраженные волны в области $0 < z < L$ возбуждают излучение суммарной ($\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$) или разностной ($\omega_0 = \omega_1 - \omega_2$) частоты, перекачка энергии в которое в тех же приближениях описыва-

ется системой уравнений

$$\partial \mathcal{E}_1^- / \partial z + i \bar{k}_1 \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_1) \mathcal{E}_1^- = i \beta_1 \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_2^-, \quad (2.34)$$

$$\partial \mathcal{E}_2^- / \partial z + i \bar{k}_2 \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_2) \mathcal{E}_2^- = i \beta_2 \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^-, \quad (2.35)$$

$$\partial \mathcal{E}_0^- / \partial z + i \bar{k}_0 \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_0) \mathcal{E}_0^- = i \beta_0 \mathcal{E}_2^- \mathcal{E}_1^- \quad (2.36)$$

с граничными условиями (2.33) и $\mathcal{E}_0^-(\mathbf{r}_\perp, L) = 0$ ($\bar{k}_0 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2$). Уравнения (2.34)–(2.36) приведены для случая сложения частот. При замене индексов $0 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 0$ эти же уравнения описывают процесс вычитания частот. При получении уравнений (2.34)–(2.36) предположено, что ось z совпадает с направлением оси синхронизма в кристалле, все спектральные компоненты взаимодействующих волн лежат в пределах угла синхронизма и взаимный снос пучков несуществен.

Допустим, что дисперсия возмущений показателя преломления пренебрежимо мала, что оправданно, если

$$\left| \int_0^L dz [\bar{k}_1 \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_1) + \bar{k}_2 \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_2) - \bar{k}_0 \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_0)] \right| \ll \pi. \quad (2.37)$$

Тогда уравнения (2.34)–(2.36) с помощью замены

$$\mathcal{E}_m' = \mathcal{E}_m^- \exp \left[-i \bar{k}_m \int_0^z \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_m) dz \right] \quad (2.38)$$

упрощаются и сводятся к стандартным уравнениям (2.5) и (2.6), описывающим параметрическое взаимодействие трех волн. Решение этих уравнений хорошо известно. Мы не будем его выписывать в произвольном случае, а ограничимся для иллюстрации результата простейшей и наиболее часто встречающейся ситуацией сложения двух равных частот: $\omega_1 = \omega_2$. В этом случае поле второй гармоники в плоскостях $z=0$ и $z=-L_0$ будет равно

$$\mathcal{E}_0^-(\mathbf{r}_\perp, 0) = \sqrt{2} \frac{[R_a \mathcal{E}_1^{+*}(\mathbf{r}_\perp, 0)]^2}{|R_a \mathcal{E}_1^+(\mathbf{r}_\perp, 0)|} \text{th} [\sqrt{2} |\beta_0 L R_a \mathcal{E}_1^-(\mathbf{r}_\perp, L)|], \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_0^-(\mathbf{r}_\perp, -L_0) &= \sqrt{2} \frac{[R_a \mathcal{E}_1^{+*}(\mathbf{r}_\perp, -L_0)]^2}{|R_a \mathcal{E}_1^+(\mathbf{r}_\perp, L)|} \text{th} [\sqrt{2} |\beta_0 L R_a \mathcal{E}_1^-(\mathbf{r}_\perp, L)|] \times \\ &\times \exp \left\{ -i \bar{k}_0 \int_0^{-L_0} [\delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_0) - \delta n(\mathbf{r}_\perp, z, \omega_1)] dz \right\}. \quad (2.40) \end{aligned}$$

Если разброс значений интеграла в показателе экспоненты в (2.40) в разных точках поперечного сечения существенно меньше π , то можно утверждать, что поле \mathcal{E}_0^- воспроизводит квадрат комплексно-сопряженного поля первой гармоники. Если, например, поле первой гармоники, распространяющейся вдоль оси z , в плоскости $z=-L_0$ было одномодовым и имело плоский волновой фронт, то поле второй гармоники в этой же

плоскости также будет одномодовым и иметь плоский волновой фронт. Ясно, что аналогичный результат имеет место и в более общем случае взаимодействия волн с разными частотами.

Приведенные теоретические соображения подтверждаются экспериментальными исследованиями с использованием излучения неодимового лазера. Слабомощный пучок этого лазера проходил сначала через фазовую пластинку, а затем через поставленный вплотную к ней нелинейный однородный кристалл. Такое расположение элементов имитировало неоднородную нелинейную среду. На первом проходе эффективность удвоения частоты была практически ничтожна из-за небольшой интенсивности первой гармоники, затем прошедшее через пластинку и кристалл излучение первой гармоники усиливалось, отражалось от ВРМБ-зеркала и опять усиливалось на обратном проходе. В результате мощное излучение попадало снова в нелинейный кристалл, где происходило удвоение его частоты. После прохождения пучка второй гармоники через фазовую пластинку его расходимость резко уменьшалась и он становился одномодовым.

Аналогичные результаты были получены при исследовании удвоения частоты непосредственно в неоднородном нелинейном элементе кристалла.

Таким образом, выполненные исследования показывают возможность получения одномодового излучения второй гармоники в оптически неоднородных элементах, что представляет интерес для использования этих элементов в целях удвоения частоты световых пучков большого диаметра.

2.1.5. Использование параметрического смещения световых полей для обращения их волнового фронта в широком диапазоне длин волн

Реализация рассмотренных выше методов ОВФ в ультрафиолетовом и среднем инфракрасном диапазонах встречается с трудностями отыскания подходящих нелинейных сред, а в случае беспороговых методов ОВФ — еще и с трудностями формирования высококачественных опорных волн. Кроме того, во многих частотных диапазонах отсутствуют практически удобные оптические усилители, размещение которых перед ОВФ-зеркалом могло бы существенно увеличить его эффективный коэффициент отражения. В связи с этим весьма важно отыскать новые методы ОВФ, позволяющие реализовать это явление в широком диапазоне длин волн и получать высокие коэффициенты отражения излучения от обращаемого зеркала.

Ниже обсуждается один из таких методов, основанный на параметрическом смещении входного сигнала с одной или несколькими опорными волнами и преобразовании его частоты в другой (промежуточный) частотный диапазон, где реализовано ОВФ. На обратном проходе через параметрический смеситель

обращенный сигнал промежуточной частоты совместно с обращенной опорной волной формирует излучение на частоте входного сигнала с обращенным относительно него волновым фронтом.

Оценим сначала эффективность такого процесса в случае, когда промежуточная частота равна разности между частотами сигнала и накачки или их сумме. Допустим, что P_0 и ω_0 — мощность и частота исходного (подвергаемого ОВФ) светового сигнала. В результате параметрического смещения с излучением на частоте ω_2 этот сигнал преобразуется в излучение промежуточной частоты $\omega_1 = \omega_0 \pm \omega_2 > 0$ с мощностью

$$P_1 = P_0 \frac{\omega_1}{\omega_0} \eta_{10},$$

где η_{10} — квантовый выход прямого параметрического преобразования, зависящий в ненасыщенном режиме от мощности одной или нескольких опорных волн. (Обычно после превышения мощностью опорных волн некоторого характерного значения величина η_{10} быстро стремится к единице.) Параметрического усиления при выбранном соотношении частот, однако, не происходит. После отражения от ОВФ-зеркала мощность преобразованного сигнала равна

$$P_{1*} = RP_1 = P_0 \frac{\omega_1}{\omega_0} R_1 \eta_{10},$$

где R_1 — коэффициент отражения ОВФ-зеркала на частоте ω_1 . На обратном проходе через параметрический смеситель излучение промежуточной частоты ω_1 преобразуется в излучение начальной частоты ω_0 , мощность которого

$$P_{0*} = P_{1*} \frac{\omega_0}{\omega_1} \eta_{10} = \eta_{10} R_1 \eta_{01} P_0, \quad (2.41)$$

где η_{01} — квантовый выход обратного параметрического процесса, зависящий в ненасыщенном режиме от мощностей обращенных опорных волн. Коэффициент отражения всей системы равен

$$R_0 = \eta_0 R_1 \eta_{10}. \quad (2.42)$$

При достаточно большой мощности опорных волн

$$\eta_{10} \eta_{01} \rightarrow 1 \text{ и } R_0 \rightarrow R_1.$$

В настоящее время наибольшие значения коэффициента отражения с ОВФ достигнуты на частоте излучения неодимового лазера (коэффициент отражения по энергии $R_1 \simeq 10^6$ при длительности импульса $t_0 \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ с). Используя предварительные неодимовые усилители, это значение можно увеличить еще на несколько порядков. Отсюда следует, что переводя излучение УФ- или среднего ИК-диапазона на промежуточную частоту, совпадающую с частотой неодимового лазера, можно в прин-

дипе добиться ОВФ этого излучения с очень высоким коэффициентом отражения.

Рассмотрим теперь случай, когда промежуточная частота равна разности частот накачки и сигнала: $\omega_1 = \omega_2 - \omega_0 > 0$. В этом случае преобразование сопровождается усилением и мощность излучения промежуточной частоты равна

$$P_1 = P_0 (k^{(0)} - 1) \omega_1 / \omega_0, \quad (2.43)$$

где $k^{(0)}$ — коэффициент усиления сигнала частоты ω_0 на прямом проходе через параметрический смеситель.

После отражения от ОВФ-зеркала мощность преобразованного сигнала равна

$$P_{1*} = R_1 P_1 = R_1 P_0 (k^{(0)} - 1) \omega_1 / \omega_0. \quad (2.44)$$

На обратном проходе через параметрический смеситель излучение промежуточной частоты преобразуется в излучение начальной частоты ω_0 , мощность которого равна

$$P_{0*} = P_{1*} (k^{(1)} - 1) \omega_0 / \omega_1 = P_0 R_1 (k^{(0)} - 1) (k^{(1)} - 1), \quad (2.45)$$

где $k^{(1)}$ — коэффициент усиления излучения промежуточной частоты на обратном проходе через параметрический смеситель.

Коэффициент отражения всей системы равен

$$R_0 = (k^{(0)} - 1) (k^{(1)} - 1) R_1. \quad (2.46)$$

Так как значения $k^{(0)}$ и $k^{(1)}$ могут существенно превышать единицу, то величина R_0 может быть очень велика, даже если $R_1 < 1$.

Таким образом, схема, в которой промежуточная частота равна разности частот накачки и сигнала, наиболее предпочтительна для достижения больших коэффициентов отражения.

На точность рассмотренных здесь методов ОВФ влияет режим работы параметрического смесителя, его длина и угол синхронизма, мощность опорных волн, точность ОВФ опорных волн и излучения на промежуточной частоте, а также ряд других факторов, на которых здесь не останавливаемся.

Экспериментально реализуемость схемы ОВФ с использованием параметрического преобразования в другой диапазон проверялась на примере излучения с $\lambda_0 = 0,53$ мкм. В качестве ОВФ-зеркал использовались зеркала на ВРМБ, опорная волна создавалась неодимовым лазером с $\lambda_2 = 1,06$ мкм, излучение разностной частоты также имело длину волны $\lambda_1 = 1,06$ мкм. Исследование показало, что угловое распределение сигнала с $\lambda_0 = 0,53$ мкм, прошедшего через фазовый корректор, отраженного с помощью ОВФ-зеркала, работающего по указанному выше принципу, и вновь прошедшего через фазовый корректор, полностью восстанавливалось. В этом эксперименте фазовый корректор увеличивал расходимость излучения до значений, в несколько десятков раз превышающих дифракционный предел.

Таким образом, выполненные эксперименты показывают, что параметрические смесители частот могут эффективно использоваться в схемах ОВФ световых сигналов, основанных на переводе излучения в другой частотный диапазон.

2.2. Вырожденное четырехволновое взаимодействие лазерных пучков

2.2.1. Общая характеристика обращения волнового фронта света в кубичных средах

Возможности использования нелинейных кубичных сред для осуществления ОВФ света в реальном масштабе времени начали обсуждаться еще в конце 60-х годов. В [15] была предложена схема формирования обращенной волны, основанная на записи в нелинейном красителе предметной и опорной волнами «решетки» возмущений показателя преломления и одновременном считывании этой же «решетки» с помощью еще одной встречной опорной волны. В [16] была впервые осуществлена экспериментальная апробация метода ОВФ в реальном масштабе времени посредством четырехволнового параметрического взаимодействия.

Дальнейшие эксперименты проводились главным образом в жидкостях с сильной керровской нелинейностью, в первую очередь в CS_2 , в условиях, когда частоты всех взаимодействующих волн совпадали. Однако в указанных экспериментах коэффициент преобразования R исходной волны \mathcal{E}_1^+ в обращенную \mathcal{E}_1^- не превышал единицы. Существенно большее преобразование может быть получено в условиях, когда частоты всех взаимодействующих волн попадают в одноквантовый резонанс. Для ОВФ в этом случае удобно использовать пары щелочных металлов. В парах натрия, например, был достигнут коэффициент преобразования $R \approx 10^2$ [17]. Близость к резонансу позволила также резко снизить необходимые для эффективного преобразования мощности накачки.

Нужно отметить, что в условиях одноквантового резонанса при достаточно большой фазовой памяти среды возможно ОВФ со смещением отраженного импульса во времени. Соответствующие процессы удобнее всего наблюдать в средах, где уже исследованы эффекты светового эха. Для этого в обычно реализуемые схемы, в которых все импульсы распространяются в одном направлении, должны быть внесены небольшие изменения, сводящиеся к тому, что волны накачки \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_0^- , запускаемые в среду через интервал времени τ после того, как на нее уже воздействовала подлежащая ОВФ волна \mathcal{E}_1^+ , должны состоять из двух встречных импульсов. Тогда импульс обращенной волны будет излучаться с задержкой во времени, равной τ .

Особенностью процессов вырожденного взаимодействия волн

в кубичных средах является то, что ОВФ света в них может сопровождаться типичным для самофокусировки развитием мелкомасштабных возмущений поперечного профиля пучков накачки. Роль самофокусировки, однако, можно уменьшить, если в качестве накачек использовать не плоские, а сильно многомодовые встречные волны с комплексно-сопряженными поперечными структурами.

Как для трех-, так и для четырехволновых методов ОВФ характерно следующее. В отсутствие шумов при достаточно малой комплексной амплитуде подвергающейся обращению волны \mathcal{E}_1^+ ее увеличение приводит к пропорциональному (или почти пропорциональному) росту комплексной амплитуды отраженной волны:

$$\mathcal{E}_1^- = \hat{R}\mathcal{E}_1^{+*}. \quad (2.47)$$

В этом соотношении \hat{R} является линейным оператором, определяющим частотную и угловую селективности устройства ОВФ. Этот оператор зависит, кроме того, от пространственных координат и времени. Поскольку \hat{R} не зависит от амплитуды волны \mathcal{E}_1^+ , соответствующие методы обращения являются беспороговыми.

Отраженную волну представим в виде

$$\mathcal{E}_1^- = a\mathcal{E}_1^{+*} + \tilde{\mathcal{E}}_1^-, \quad (2.48)$$

где $\int \tilde{\mathcal{E}}_1^- \mathcal{E}_1^{+*} d^2r_\perp = 0$, $a = (1/P_1^+) \int \mathcal{E}_1^- \mathcal{E}_1^{+*} d^2r_\perp$ — амплитудный коэффициент преобразования в обращенную компоненту. Используя указанное соотношение, легко найти, что параметр $\chi = |a|^2 P_1^+ / P_1^-$, характеризующий относительную долю обращенной волны $a\mathcal{E}_1^{+*}$ во всем отраженном излучении, будет равен (см. также (1.105))

$$\chi = \frac{\left| \int \mathcal{E}_1^- \mathcal{E}_1^{+*} d^2r_\perp \right|^2}{P_1^+ P_1^-}, \quad P_1^\pm = \int |\mathcal{E}_1^\pm|^2 d^2r_\perp. \quad (2.49)$$

В том случае, когда оператор \hat{R} вырождается в функцию R , зависящую только от времени, он приобретает смысл амплитудного коэффициента преобразования (коэффициента отражения). В этом случае значение χ становится равным единице. Во всех остальных случаях $\chi < 1$.

Если диаметр пучка световых лучей, описываемых волной \mathcal{E}_1^+ , достаточно мал и все компоненты частотного и пространственного спектров этой волны сосредоточены в области, где оператор \hat{R} вырождается в численный коэффициент, то отличие величины χ от единицы может быть невелико. Тогда можно говорить об ОВФ, а величиной параметра χ характеризовать точность процесса обращения данным устройством. В ряде случаев

параметр χ составляет величину, малую по сравнению с единицей. Однако на апертуре устройства обращения поперечная структура отраженной волны \mathcal{E}_1^- может все же оказаться подходящей для осуществления того или иного требуемого эффекта, например самонаведения этой волны на мишень с достаточно хорошей компенсацией aberrаций оптических элементов. В данном случае также можно употреблять термин ОВФ, хотя оно является только частичным. Далее об обращении в этом смысле будем говорить, лишь имея в виду конкретную задачу, для решения которой оно предназначено.

2.2.2. Классификация методов обращения волнового фронта света в кубичных средах

В целом методы ОВФ, основанные на параметрическом смешении световых волн, можно разделить на две подгруппы. К одной из них относятся голографические методы. Эти методы заключаются в записи опорной и предметной волнами в нелинейной среде низкочастотных «решеток» — распределенных в пространстве возмущений диэлектрической проницаемости среды. Еще одна опорная волна, направленная навстречу первой, рассеивается на записанной «решетке». В результате формируется обращенная волна. Если процессы записи и считывания совмещены во времени и характерные времена возбуждения «решеток» достаточно малы, то ОВФ происходит безынерционно.

Ко второй подгруппе относятся параметрические методы, суть которых заключается в том, что показатель преломления среды модулируется одновременно во всем пространстве с частотой, вдвое превышающей частоту волны, у которой необходимо обратить волновой фронт. В этом случае также происходит параметрическое возбуждение и раскачка обращенной волны.

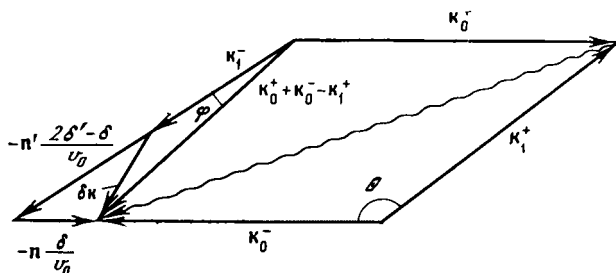


Рис. 2.2. Диаграмма волновых векторов, иллюстрирующая процесс четырехволнового взаимодействия в кубичной среде (голографический метод ОВФ)

Волнистая линия указывает волновой вектор возмущений диэлектрической проницаемости. k_0^\pm — волновые векторы накачек (опорных волн), k_1^+ и k_1^- — волновые векторы сигнальной (предметной) и обращенной волн

Голографические методы ОВФ. Допустим, что на инерционную в общем случае нелинейную кубичную среду с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon_{\text{нл}}$ падают две волны — опорная (накачка) E_0^- и предметная (сигнальная) E_1^+ , волновой фронт которой необходимо обратить (рис. 2.2):

$$\begin{aligned} E_0^- &= \mathcal{E}_0^- \exp [i\omega_0^- t - ik_0^- \mathbf{r}], \\ E_1^+ &= \mathcal{E}_1^+ \exp [i\omega_1^+ t - ik_1^+ \mathbf{r}] + \text{к. с.} \end{aligned} \quad (2.50)$$

Нелинейная часть диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$ функционально зависит от квадрата суммарного поля $E = E_0^- + E_1^+$.

$$\Delta\epsilon_{\text{нл}} = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t-t') E^2(t') dt', \quad (2.51)$$

где $g(t)$ — функция отклика. Интерференционный член в $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$ равен

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_{\text{нл}}^{\text{инт}} &= \int_{-\infty}^t dt' g(t-t') \{ \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{+*} \exp [(\omega_0^- - \omega_1^+) t' - i(\mathbf{k}_0^- - \mathbf{k}_1^+) \mathbf{r}] + \\ &+ \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{+*} \exp [-i(\omega_0^- - \omega_1^+) t' + i(\mathbf{k}_0^- - \mathbf{k}_1^+) \mathbf{r}] \}. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Здесь предполагается, что функция $g(t-t')$ — «медленная», и поэтому опущены слагаемые, модулирующие $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$ с высокой частотой $\omega_0^- + \omega_1^+$. В стационарном случае имеем

$$\Delta\epsilon_{\text{нл}}^{\text{инт}} = g(\Omega) \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{+*} \exp (i\Omega t - i\mathbf{q}\mathbf{r}) + g^*(\Omega) \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_1^+ \exp (-i\Omega t + i\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad (2.53)$$

где $\Omega = \omega_1 - \omega_0$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0$. Мы воспользовались тем, что в силу действительности функции $g(t-t')$ выполняется условие

$$g^*(-\Omega) = g(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt g(t) e^{i\Omega t}. \quad (2.54)$$

Теперь учтем, что на нелинейную среду падает еще одна, вторая, опорная волна

$$E_0^+ = \mathcal{E}_0^+ \exp [i\omega_0^+ t - ik_0^+ \mathbf{r}] + \text{к. с.}, \quad (2.55)$$

направленная навстречу первой. Эта волна, рассеиваясь на «решетке» $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$, возбуждает на частотах $\omega_1^- = \omega_0^+ \pm \Omega$ еще одну волну E_1^- . Соответствующая часть поляризации, возбуждающая эту волну, записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_1^- &= \frac{\Delta\epsilon_{\text{нл}}}{4\pi} E_1^- = \frac{1}{4\pi} \{ g(\Omega) \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{+*} \mathcal{E}_0^+ \exp [i(\omega_0^+ + \Omega) t - \\ &- i(\mathbf{k}_0^+ + \mathbf{q}) \mathbf{r}] + g^*(\Omega) \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_1^+ \mathcal{E}_0^+ \exp [i(\omega_0^+ - \Omega) t - \\ &- i(\mathbf{k}_0^+ - \mathbf{q}) \mathbf{r}] + g(\Omega) \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^+ \mathcal{E}_0^{+*} \exp [-i(\omega_0^+ - \Omega) t + \\ &+ i(\mathbf{k}_0^+ - \mathbf{q}) \mathbf{r}] + g^*(\Omega) \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_1^+ \mathcal{E}_0^+ \exp [-i(\omega_0^+ + \Omega) t + \\ &+ i(\mathbf{k}_0^+ + \mathbf{q}) \mathbf{r}] \}. \end{aligned} \quad (2.56)$$

Если угол между волновыми векторами k_0^- и k_1^+ не слишком мал, а волновой вектор $k_0^+ = -(k_0^-/k_0^-)k_0^+$ направлен навстречу k_0^- , то, как нетрудно убедиться, вклад второго и третьего слагаемых в правой части (2.56) в возбуждение волны E_1^- будет мал и им можно пренебречь. Пренебрежение этими слагаемыми, ответственными за возбуждение так называемых сопряженных волн, является общепринятым в объемной голографии.

Как видно из формулы (2.56), первое и четвертое слагаемые изменяются в пространстве и во времени с волновым вектором $k_0^+ + k_0^- - k_1^+$ и частотой $\omega_1^- = \omega_0^+ + \omega_0^- - \omega_1^+$. Эти слагаемые приведут к эффективному возбуждению обращенной волны, если волновая расстройка

$$\delta k = k_0^+ + k_0^- - k_1^+ - k_1^- \quad (2.57)$$

достаточно мала. Здесь $k_1^- = \left(-\frac{k_1^+}{k_1^+} \right) \left(\frac{\omega_1^-}{v_0} \right)$ — волновой вектор обращенной волны, соответствующий идеальному ОВФ, $v_0 = c/\sqrt{\epsilon_0}$ — скорость света в среде. Вводя единичные векторы $n = k_0^-/k_0^-$ и $n' = k_1^+/k_1^+$, а также $\delta = \omega_0^+ - \omega_0^-$, $\delta' = \omega_1^+ - \omega_0^-$ и учитывая, что $k_0^+ = -nk_0^+$, получим

$$\delta k = -n \frac{\delta}{v_0} - n' \frac{2\delta' - \delta}{v_0} \quad (2.58)$$

Из (2.58) следует, что волновая расстройка δk представляет сумму двух векторов. Каждый из них схематически указан на рис. 2.2, где изображена диаграмма волновых векторов, соответствующая рассматриваемому процессу ОВФ. Если θ обозначить угол между n и n' , то легко видеть, что из-за наличия волновой расстройки обращенная волна повернута относительно направления идеального сопряжения на угол

$$\varphi \simeq \left| \frac{\delta}{\omega_0^-} \sin \theta \right|. \quad (2.59)$$

Это обстоятельство надо иметь в виду, поскольку в ряде случаев удобно формировать встречную накачку путем отражения прямой накачки от ВРМБ-зеркала со смещением частоты.

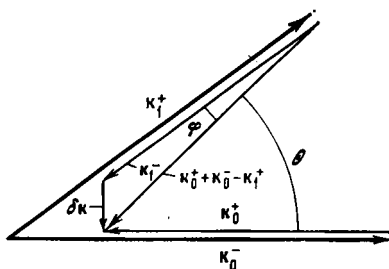
Для наиболее интересных экспериментальных ситуаций отношение δ/ω_0^- , как правило, не превышает $\sim 10^{-5}$ и, следовательно, угол φ тоже не превышает это значение. С другой стороны, дифракционная расходимость θ_d участвующих в нелинейном взаимодействии световых волн, как правило, больше, чем 10^{-5} . Поэтому поворотом обращенной волны, связанным с различием частот накачек, обычно можно пренебречь. При этом

$$\delta k \simeq -n' \frac{2\delta' - \delta}{v_0} - n' (nn') \frac{\delta}{v_0} = -\frac{n'}{v_0} (2\delta' - \delta + \cos \theta \delta). \quad (2.60)$$

На практике из-за ограниченности световых пучков в поперечном направлении наибольший интерес представляют два:

настных случаях. В одном из них запись решетки $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$ производится волнами E_0^+ и E_1^- , направленными под малым углом друг относительно друга ($\theta \ll 1$). Соответствующую «решетку» называют просветной голограммой. В другом случае запись $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$ производится волнами, направленными друг относительно друга под углом, близким к 180° ($\pi - \theta \ll 1$). Соответствующую решетку называют отражательной голограммой.

Рис. 2.3. Диаграмма волновых векторов, иллюстрирующая процесс четырехволнового взаимодействия в кубичной среде (параметрический метод ОВФ)



Рассмотрим для определенности второй случай. Если $\pi - \theta \ll 1$, то слагаемое, пропорциональное $\delta(\pi - \theta)^2/2v_0$, и другие слагаемые еще более высокого порядка малости в (2.60) можно опустить. Пренебрежение в δk добавкой, пропорциональной $\delta(\pi - \theta)^2/2v_0$, оправданно, если на длине нелинейной среды L величина $\delta L(\pi - \theta)^2/2v_0$ мала по сравнению с единицей. Далее будем считать это условие выполненным. Тогда

$$\delta k \approx 2n'(\delta - \delta')/v_0. \quad (2.61)$$

Волновая расстройка равна нулю, если $\delta' = \delta$, т. е. $\omega_0^+ = \omega_1^+$ и $\omega_0^- = \omega_1^-$. При условии $\delta' = \delta$ опорные волны могут, в принципе, интерферировать между собой, записывая дополнительную «решетку». Наличие этой «решетки» может вызвать нелинейные искажения взаимодействующих волн, что в общем случае нежелательно. Поэтому в экспериментах иногда целесообразно использовать ортогонально-поляризованные опорные волны или специально создавать небольшую волновую расстройку. Если $|\delta k| L \ll 2\pi$, то эта расстройка может не снизить эффективность взаимодействия, но привести к устранению нежелательных «решеток».

Параметрические методы ОВФ. Для реализации методов ОВФ, основанных на параметрическом возбуждении обращенной волны, необходимо создать возмущения $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$, промодулированные с двойной частотой во всем пространстве. Эти возмущения можно получить, используя две встречные опорные волны E_0^- и E_0^+ , просвечивающие либо безынерционную кубичную среду с $\Delta\epsilon_{\text{нл}} = \epsilon_2 E^2$, либо среду с двухквантовым поглощением (рис. 2.3). В последнем случае указанные возмущения $\Delta\epsilon_{\text{нл}}$ возбуждаются при воздействии двух полей, сумма частот которых равна частоте двухквантового поглощения. В обоих случаях

возмущения $\Delta \varepsilon_{\text{нл}}$ можно представить в виде

$$\Delta \varepsilon_{\text{нл}} = g(\omega_0^- + \omega_0^+) \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_0^+ \exp[i(\omega_0^- + \omega_0^+)t - i(\mathbf{k}_0^- + \mathbf{k}_0^+) \mathbf{r}] + g^*(\omega_0^- + \omega_0^+) \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_0^{+*} \exp[-i(\omega_0^- + \omega_0^+)t + i(\mathbf{k}_0^- + \mathbf{k}_0^+) \mathbf{r}]. \quad (2.62)$$

Если на среду с таким значением $\Delta \varepsilon_{\text{нл}}$ падает подвергаемая ОВФ сигнальная (предметная) волна E_1^+ , то возбудится обращенная волна E_1^- с поляризацией

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1^- = & \frac{g(\omega_0^- + \omega_0^+)}{4\pi} \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_1^+ \exp[i(\omega_0^- + \omega_0^+ - \omega_1^+)t - \\ & - i(\mathbf{k}_0^- + \mathbf{k}_0^+ - \mathbf{k}_1^-) \mathbf{r}] + \frac{g^*(\omega_0^- + \omega_0^+)}{4\pi} \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{+*} \times \\ & \times \exp[-i(\omega_0^- + \omega_0^+ - \omega_1^+)t + i(\mathbf{k}_0^- + \mathbf{k}_0^+ - \mathbf{k}_1^-) \mathbf{r}]. \end{aligned} \quad (2.63)$$

Частота обращенной волны $\omega_1^- = \omega_0^- + \omega_0^+ - \omega_1^+$. Волновая расстройка $\delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_0^- + \mathbf{k}_0^+ - \mathbf{k}_1^+ - \mathbf{k}_1^-$ должна быть достаточно мала. Значение определяется, как и в предыдущем случае, формулой

$$\delta \mathbf{k} = -n \frac{\delta}{v_0} - n' \frac{(2\delta' - \delta)}{v_0}, \quad (2.64)$$

и угол поворота обращенной волны

$$\varphi \approx \left| \frac{\delta}{\omega_0^-} \sin \theta \right|. \quad (2.65)$$

Если угол поворота меньше дифракционного θ_d , то им можно пренебречь. Тогда значение $\delta \mathbf{k}$ оценивается по формуле

$$\delta \mathbf{k} \simeq -n' \frac{2\delta' - \delta}{v_0} - n'(nn') \frac{\delta}{v_0} = -\frac{n'}{v_0} (2\delta' - \delta + \cos \theta \delta). \quad (2.66)$$

Если $\theta \ll 1$ и $\delta \theta^2 L / 2v_0 \ll \pi$, то

$$\delta \mathbf{k} = -(2n/v_0) \delta'. \quad (2.67)$$

Волновая расстройка равна нулю, если $\delta' = 0$, т. е. $\omega_0^+ = \omega_1^-$ и $\omega_0^- = \omega_1^+$.

2.2.3. Расчет стационарного коэффициента отражения

В проведенном нами рассмотрении предполагалось, что влиянием обращенной волны на процесс ОВФ можно пренебречь. Это действительно так, если интенсивность обращенной волны существенно меньше интенсивности остальных волн, участвующих в нелинейном взаимодействии. Если же интенсивность обращенной волны сравнивается с интенсивностью сигнальной

волны, то необходимо учитывать также дополнительную раскочку «решетки» из-за интерференции обращенной волны с одной или с двумя опорными волнами.

Так, например, при четырехволновых методах ОВФ на низкочастотных «решетках» вклад обращенной волны E_1^- в

$$\Delta \epsilon_{\text{нл}} = \Delta \tilde{\epsilon}_{\text{нл}} \exp [i(\omega_0^- - \omega_1^+)t - i(\mathbf{k}_0^- - \mathbf{k}_1^+) \mathbf{r}] + \text{к. с.}$$

определяется соотношением

$$\Delta \tilde{\epsilon}_{\text{нл}} = g(\Omega) [\mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{+*} + \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_1^- \exp(i\delta \mathbf{k} \mathbf{r})]. \quad (2.68)$$

Первый член в правой части (2.68) связан с раскочкой «решетки» за счет интерференции сигнальной (предметной) E_1^+ и первой опорной E_0^- волн, а второй — обращенной E_1^- и другой опорной E_0^+ волн. Из (2.68) видно, что если обращенная волна достаточно интенсивная, то вклад второго члена необходимо учитывать.

Существенным здесь является вопрос о фазировке двух интерференционных слагаемых в правой части (2.68). Если увеличение амплитуды обращенной волны \mathcal{E}_1^- приводит к усилению «решетки» и рассеяние на этой «решетке» опорных волн вызывает дальнейшее усиление $\Delta \epsilon_{\text{нл}}$, то процесс ОВФ может стать неустойчивым. Из-за встречного взаимодействия волн эта неустойчивость абсолютная — в приближении заданного поля опорных волн интенсивность обращенной волны экспоненциально нарастает во времени, даже если импульс предметной волны окончился. Неустойчивый режим ОВФ-зеркала можно использовать для работы в условиях импульсных опорных волн.

Перейдем теперь к определению коэффициента отражения в обращенную волну R . Рассмотрим вырожденное взаимодействие волн в кубичной среде ($\delta = \delta' = 0$). Наиболее простая теория этого процесса может быть построена в приближении заданного поля плоских монохроматических волн накачек.

Предположим, что кубичная среда с возмущениями диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_2 \bar{E}^2$ (черта здесь означает усреднение по высокочастотному периоду) просвечивается с противоположных сторон двумя опорными волнами (накачками):

$$E_0^\pm = \mathcal{E}_0^\pm \exp(i\omega_0^\pm t \mp i\mathbf{k}_0^\pm z) + \text{к. с.}, \quad |\mathbf{k}_0^+| = |\mathbf{k}_0^-| = k. \quad (2.69)$$

Допустим, что на эту же среду под углом $\theta \ll 1$ к оси пучка падает подвергаемая ОВФ сигнальная волна

$$E_1^+ = \mathcal{E}_1^+ \exp \left(i\omega_1^+ t - i\mathbf{k}_1^+ z + \frac{i\mathbf{k}_\perp^2 z}{2k_1^+} + i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp \right) + \text{к. с.}, \quad |\mathbf{k}_1^+| = k, \quad (2.70)$$

где $|\mathbf{k}_\perp| = \theta k$. В результате взаимодействия волны E_1^+ с опорными волнами возбуждается четвертая волна, обращенная отно-

сительно сигнальной:

$$E_1^- = \mathcal{E}_1^- \exp \left(i\omega_1^- t + ik_1^- z - \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} - ik_{\perp} r_{\perp} \right) + \text{к. с.}, \quad |k_1^-| = k. \quad (2.71)$$

Все четыре взаимодействующие волны наводят в кубичной среде возмущения диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon = \epsilon_2 |E_0^+ + E_0^- + E_1^+ + E_1^-|^2 = 2\epsilon_2 \left\{ |\mathcal{E}_0^+|^2 + |\mathcal{E}_0^-|^2 + \right. \\ + \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^{-*} \exp[-i(k_0^+ + k_0^-)z] + \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_0^- \exp[i(k_0^+ + k_0^-)z] + \\ + \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{-*} \exp \left[-i(k_0^+ + k_1^-)z + \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} + ik_{\perp} r_{\perp} \right] + \\ + \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_1^- \exp \left[-i(k_0^+ + k_1^-)z - \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} - ik_{\perp} r_{\perp} \right] + \\ + \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{+*} \exp \left[i(k_0^- + k_1^+)z - \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} - ik_{\perp} r_{\perp} \right] + \\ + \mathcal{E}_0^{-*} \mathcal{E}_1^+ \exp \left[-i(k_1^- + k_1^+)z + \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} + ik_{\perp} r_{\perp} \right] + \\ + \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{-*} \exp \left[-\frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} - ik_{\perp} r_{\perp} \right] + \\ + \mathcal{E}_0^{+*} \mathcal{E}_1^+ \exp \left[-\frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} + ik_{\perp} r_{\perp} \right] + \\ + \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{+*} \exp \left[\frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} + ik_{\perp} r_{\perp} \right] + \\ \left. + \mathcal{E}_0^{-*} \mathcal{E}_1^- \exp \left[-\frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} - ik_{\perp} r_{\perp} \right] \right\}. \quad (2.72) \end{aligned}$$

Первые два члена в правой части (2.72) характеризуют однородное в пространстве изменение диэлектрической проницаемости. Следующие два члена ответственны за запись «решетки» двумя встречными накачками. Еще четыре члена — за «решетки», записываемые при интерференции каждой из накачек со встречной по отношению к ней сигнальной или обращенной волной. И, наконец, последние четыре члена — за «решетки», записываемые при интерференции каждой из накачек с попутными по отношению к ней сигнальной или обращенной волной. Используя выражение для нелинейной поляризации

$$\mathcal{P}_{нл} = \Delta \epsilon E \quad (2.73)$$

и удерживая в нем лишь члены, вызывающие синхронное в пространстве возбуждение соответствующих полей, нетрудно написать уравнения для медленно меняющихся комплексных амплитуд $\mathcal{E}_{0,i}^{\pm}$.

Так, например, уравнения для комплексных амплитуд волн накачек в условиях, когда влияние на них слабых сигнальной

и обращенной волн несущественно, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_0^+}{\partial z} &= i \frac{k \varepsilon_2}{\varepsilon_0} (|\mathcal{E}_0^+|^2 + 2|\mathcal{E}_0^-|^2) \mathcal{E}_0^+, \\ -\frac{\partial \mathcal{E}_0^-}{\partial z} &= i \frac{k \varepsilon_2}{\varepsilon_0} (2|\mathcal{E}_0^+|^2 + |\mathcal{E}_0^-|^2) \mathcal{E}_0^-. \end{aligned} \quad (2.74)$$

Эти уравнения описывают взаимодействие и самовоздействие встречных плоских опорных волн в кубичной среде. Они учитывают лишь изменение фазовой скорости волн из-за нелинейности показателя преломления, но не учитывают перекачки энергии в другие гармоники углового спектра. Решение (2.74) записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_0^+(z) &= \mathcal{E}_0^+(0) \exp \left\{ i \frac{k \varepsilon_2}{\varepsilon_0} [|\mathcal{E}_0^+(0)|^2 + 2|\mathcal{E}_0^-(0)|^2] z \right\}, \\ \mathcal{E}_0^-(z) &= \mathcal{E}_0^-(L) \exp \left\{ \frac{i k \varepsilon_2}{\varepsilon_0} [|\mathcal{E}_0^-(0)|^2 + 2|\mathcal{E}_0^+(0)|^2] (L-z) \right\}. \end{aligned} \quad (2.75)$$

При получении уравнений для сигнальной и обращенной волн учтем лишь рассеяние накачек в те гармоники, совместно с которыми они записывают решетки диэлектрической проницаемости. Это означает пренебрежение волнами, возбуждаемыми при рассеянии в высшие порядки дифракции, т. е. пренебрежение так называемыми сопряженными волнами или стокс-антистоксовым взаимодействием. Это приближение оправдано, если длина нелинейного взаимодействия существенно превышает характерную «когерентную» длину $1/k\theta^2$ возбуждения волн высших порядков. В указанном приближении уравнения для \mathcal{E}_1^+ и \mathcal{E}_1^- имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_1^+}{\partial z} &= 2i \frac{k_1^+ \varepsilon_2}{\varepsilon_0} [(|\mathcal{E}_0^-|^2 + |\mathcal{E}_0^+|^2) \mathcal{E}_1^+ + \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{*+}], \\ \frac{\partial \mathcal{E}_1^-}{\partial z} &= 2i \frac{k_1^- \varepsilon_2}{\varepsilon_0} [(|\mathcal{E}_0^-|^2 + |\mathcal{E}_0^+|^2) \mathcal{E}_1^- + \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^{*+}]. \end{aligned} \quad (2.76)$$

Найдем коэффициент отражения $R = |\mathcal{E}_1^-|^2 / |\mathcal{E}_1^+|^2$ при нулевых граничных условиях для поля $\mathcal{E}_1^-(z=L) = 0$. В приближении заданного поля волн накачек равных интенсивностей ($|\mathcal{E}_0^-|^2 = |\mathcal{E}_0^+|^2$) из (2.76) получим

$$R = \operatorname{tg}^2 \left| \frac{2k \varepsilon_2}{\varepsilon_0} \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^- L \right|. \quad (2.77)$$

Из (2.77) следует, что при $\left| \frac{2k \varepsilon_2}{\varepsilon_0} \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^- L \right| \rightarrow \frac{\pi}{2}$ значение $R \rightarrow \infty$, т. е. при выполнении указанного условия наступает режим генерации (режим абсолютной неустойчивости).

Однако при неравных интенсивностях встречных накачек, а также при учете волн, возбуждаемых за счет высших порядков дифракции, порог генерации достигается только под достаточно большими углами.

2.2.4. Обращение волнового фронта света в средах с тепловой нелинейностью

Наличие генерации указывает на то, что в поле двух встречных пучков накачек возможно развитие абсолютной неустойчивости, приводящей к резкому экспоненциальному (или почти экспоненциальному) росту во времени интенсивности обращенной волны. Однако в этих условиях, помимо обращенной волны, могут нарастать также возмущения поперечного профиля пучка накачки, что накладывает ограничения на качество ОВФ.

Если учесть, что свет пробегает через нелинейную среду конечное, отличное от нуля время (волновая нестационарность), или учесть инерционность отклика среды (локальная нестационарность), то коэффициент отражения R не обращается в бесконечность, но является конечной, экспоненциально нарастающей во времени величиной.

Рассмотрим в качестве примера взаимодействие волн в инерционной среде. Остановимся, для определенности, на тепловом механизме нелинейности. Допустим, что волны накачек ортогонально-поляризованы, а длительность импульса такова, что звук не успевает пробежать по поперечному сечению пучка, но пробегает масштаб $\Lambda = \lambda/\theta$, где $\lambda = 2\pi/k$, θ — угол между сигнальной волной и интерферирующей с ней накачкой, которая имеет ту же поляризацию, что и сигнальная волна.

В этом приближении однородное в пространстве изменение диэлектрической проницаемости несущественно, волны накачек между собой не взаимодействуют, так же как не взаимодействуют волны накачки и со встречными по отношению к ним сигнальной и обращенной волнами. В указанном приближении уравнения, описывающие ОВФ, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_1^+}{\partial z} &= \frac{ik}{2\epsilon_0} \mathcal{E}_0^+ \Delta \epsilon^*, & -\frac{\partial \mathcal{E}_1^-}{\partial z} &= \frac{ik}{2\epsilon_0} \mathcal{E}_0^- \Delta \epsilon, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \right) \Delta \epsilon &= \frac{cn (\partial \epsilon / \partial T)_p \alpha}{\pi \rho C_p} (\mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^{+*} + \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^-), \end{aligned} \quad (2.78)$$

где $\tau = 1/\chi_T q^2$, $q = k\theta$ — волновой вектор «решетки» диэлектрической проницаемости. При выводе уравнения для полей \mathcal{E}_1^\pm мы предположили, что оптическое поглощение невелико, и пренебрегли ослаблением волн \mathcal{E}_1^+ и \mathcal{E}_1^- .

Решение уравнений (2.78) нетрудно получить, используя преобразование Лапласа. Из решения следует, что коэффициент отражения изменяется по закону

$$R_a \sim \exp(p_1 t + i p_2 t), \quad (2.79)$$

где

$$\rho_1 = \frac{1}{\tau} \left(\frac{gI_0^+ L}{M_{кр}} - 1 \right), \quad \rho_2 = \frac{gI_0^+ L}{\pi M_{кр} \tau} \ln \frac{I_0^+}{I_0^-}, \quad (2.80)$$

$$M_{кр} = \frac{\pi^2 + \ln^2 I_0^+ I_0^-}{\pi (1 + I_0^- / I_0^+)}. \quad (2.81)$$

Здесь $g = k(\partial \epsilon / \partial T)_p \alpha \tau / \epsilon_0 \rho C_p$ — локальный инкремент на единицу длины и единицу интенсивности стационарного ВТР на «решетке» с волновым вектором $q = k\theta$. Из (2.79) и (2.80) найдем, что

$$|R_a|^2 \sim \exp \left[2 \frac{t}{\tau} \left(\frac{gI_0^+ L}{M_{кр}} - 1 \right) \right]. \quad (2.82)$$

Порог абсолютной неустойчивости достигается при $I_{кр} \approx M_{кр} / gL$, т. е. величина $I_{кр}$ обратно пропорциональна коэффициенту поглощения α . Этот вывод, однако, справедлив при $\alpha L \ll 1$.

При $\alpha L \gg 1$ уравнения (2.78) перестают быть справедливыми и формула (2.82) нарушается. Оценку оптимального (по α) значения $|R_a|^2$, при котором может быть достигнут наибольший коэффициент отражения, сделаем в предположении стационарного процесса и в условиях, когда $|R_a|^2 \ll 1$. Добавим в левую часть (2.78) члены, ответственные за поглощение $(\alpha/2) \mathcal{E}_{1,\pm}$. Тогда, пренебрегая последним членом в правой части третьего уравнения (2.78), что оправданно при $|R|^2 \ll 1$, получим

$$|R_a|^2 = (gI_0^+ L) (gI_0^- L) e^{-2\alpha L}. \quad (2.83)$$

Эта формула справедлива вне зависимости от того, успевает или не успевает установиться однородное в пространстве распределение $\Delta \epsilon_{н.т}$ на апертуре светового пучка. Минимальное значение

$$|R_a|^2 = (g/\alpha)^2 I_0^+ I_0^- / L^2 \quad (2.84)$$

достигается при $\alpha L = 1$. При $\alpha L > 1$ коэффициент отражения падает. Формула (2.84) справедлива, как отмечалось, при $|R_a|^2 \ll 1$. (При $|R_a|^2 \rightarrow 1$ необходимо учитывать влияние на тепловую «решетку» обращенной волны.)

Численные оценки показывают, что в стационарном случае при $I_0^+ = I_0^-$ значение $|R_a|^2 \approx 1$ может быть достигнуто, если

$$I_0^+ \lesssim \frac{\alpha}{g} = \frac{\gamma \rho C_p \epsilon_0}{k(\partial \epsilon / \partial T)_p} = \frac{\chi_T k \rho C_p \epsilon_0}{(\partial \epsilon / \partial T)_p} \theta^2. \quad (2.85)$$

Уменьшая угол между взаимодействующими волнами, можно (за счет уменьшения $1/\tau$) получить очень малые значения I_0^+ .

Проведенное рассмотрение, очевидно, справедливо при $\theta \gg \theta_d$, где $\theta_d = 4/kD_0$ — дифракционная расходимость, определяемая

величиной диаметра пучка накачки D_0 . Подставляя в (2.85) вместо θ значение θ_d , находим, что минимальная мощность накачки, при которой возможно наблюдение ОВФ с коэффициентом отражения $|R_a|^2 \approx 1/e^2$, должна превышать величину

$$P_{\min} = \frac{2\lambda_0 \chi_T \rho C_p \epsilon_0}{(\partial \epsilon / \partial T)_p} \quad (2.86)$$

Для жидкостей ($\chi_T \sim 10^{-3}$ см²/с, $\rho \sim 1$ г/см³, $C_p \sim 1$ Дж/(г·К), $\epsilon_0 \sim 2$, $(\partial \epsilon / \partial T)_p = 10^{-3}$ К⁻¹) при $\lambda_0 = 1$ мкм находим $P_{\min} \approx 1$ мВт. Такие малые значения мощности возможны из-за того, что при малых углах θ «решетки» $\Delta \epsilon_{\text{нл}}$ имеют большие времена релаксации ($\tau \approx 1/\chi_T q^2 = 0,1 \div 10$ с).

Использование тепловой нелинейности с записью просветных голограмм ($\theta \ll 1$) важно для ОВФ квазинепрерывного излучения сравнительно невысокой мощности. Если подвергается ОВФ излучение монохроматично, то интерферирующая с ним накачка должна иметь ту же самую временную структуру. Чтобы при этом уширение частотного спектра не снижало эффективности четырехволнового взаимодействия из-за роста волновой расстройки, длина нелинейной среды должна быть выбрана сравнительно небольшой.

Значения P_{\min} примерно того же порядка, что и при тепловой нелинейности, могут быть получены и в других средах с большими временами релаксации возмущений показателя преломления, таких, как, например, фоторефрактивные или жидкие кристаллы. Однако большие времена релаксации в указанных средах ограничивают возможности их использования для ОВФ на практике. В ряде случаев ОВФ требуется реализовать в условиях, когда время релаксации нелинейности существенно меньше указанных выше величин. Для этой цели более всего подходят резонансные среды, в которых при сравнительно небольших временах релаксации нелинейные восприимчивости могут достигать весьма больших величин из-за близости частоты излучения к частоте атомных или молекулярных переходов.

2.2.5. Обращение волнового фронта света в резонансных средах

Рассмотрим особенности резонансного ОВФ света в двухуровневой среде. Остановимся сначала на процессе ОВФ в условиях одноквантового резонанса, когда частота излучения близка к частоте разрешенного оптического перехода. Допустим, что на двухуровневую среду падают две встречные волны

$$E^\pm = \mathcal{E}^\pm \exp(i\omega t - ikz) + \text{к. с.}$$

Эти волны наводят поляризации

$$P^\pm = \mathcal{P}^\pm \exp(i\omega t - ikz) + \text{к. с.}$$

и вызывают изменение разности населенностей

$$N = \bar{N} + 2 \operatorname{Re} n \exp(2ikz),$$

состоящей из двух слагаемых, одно из которых отвечает за однородное в пространстве распределение N , а другое — за неоднородное распределение N с периодом модуляции λ/L . Квазиоптические уравнения, описывающие указанное взаимодействие, имеют вид

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) \mathcal{E}^{\pm} = ik \mathcal{P}^{\pm}, \quad (2.87)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_2} + i\Delta\omega \right) \mathcal{P}^{\pm} = \frac{id^2}{\hbar} (N \mathcal{E}^{\pm} + h^* \mathcal{E}^{\mp}), \quad (2.88)$$

$$\frac{\partial \bar{N}}{\partial t} + \frac{\bar{N} - N_0}{T_1} = \frac{i}{\hbar} (\mathcal{P}^+ \mathcal{E}^{+*} + \text{к. с.} \mp \mathcal{P}^- \mathcal{E}^- + \text{к. с.}), \quad (2.89)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T_1} \right) n = \frac{i}{\hbar} (\mathcal{P}^{+*} \mathcal{E}^- + \mathcal{P}^- \mathcal{E}^{+*}), \quad (2.90)$$

где $\Delta\omega$ — отстройка частоты взаимодействующих волн от резонанса.

Допустим, что волна \mathcal{E}^+ состоит из двух плоских монохроматических волн: волны накачки, направленной вдоль оси z , и распространяющейся под углом $\theta = |\mathbf{k}_{\perp}|/k$ к накачке сигнальной волны

$$\mathcal{E}^+ = \mathcal{E}_0(z) + \mathcal{E}_1^+(z) \exp \left(ik_{\perp} \mathbf{r}_{\perp} + \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} \right). \quad (2.91)$$

Соответственно встречная волна \mathcal{E}^- состоит из двух волн, одна из которых обращена по отношению к накачке, а другая — к сигнальной волне:

$$\mathcal{E}^- = \mathcal{E}_0^-(z) + \mathcal{E}_1^-(z) \exp \left(-ik_{\perp} \mathbf{r}_{\perp} - \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k} \right). \quad (2.92)$$

Частоты всех четырех волн считаем одинаковыми.

Если интенсивности волн накачек являются преобладающими ($|\mathcal{E}_0^{\pm}| \gg |\mathcal{E}_1^{\pm}|$), то характер их пространственного изменения можно определить из уравнений (2.87)–(2.90), полагая в них $\Delta_{\perp} = 0$ и $\partial/\partial t = 0$. Анализ соответствующих решений показывает, что пространственное изменение фаз $\varphi_0^{\pm}(z)$ и интенсивностей $I_0^{\pm}(z)$ накачек зависит от их поляризации, превышения над интенсивностью насыщения $I_{\text{н}}$

$$J_0^{\pm} = \frac{I_0^{\pm}}{I_{\text{н}}} = \frac{\hbar^2 |\mathcal{E}_0^{\pm}|^2}{4d^2 T_1 T_2 (1 + \Delta^2)}, \quad \Delta = \Delta\omega \cdot T_2 \quad (2.93)$$

и логарифмического линейного поглощения

$$gz = \frac{4\pi d^2 T_2 kz}{\hbar (1 + \Delta^2)} N_0. \quad (2.94)$$

Так, например, если поляризации волн \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_0^- ортогональны и

$$1 + \frac{J_0^\pm}{I_n} \gg \frac{gz}{1 + \Delta^2}, \quad (2.95)$$

то фазы φ_0^\pm и интенсивности J_0^\pm накачек в двухуровневой среде практически не изменяются вследствие нелинейного взаимодействия.

Для случая, когда поляризация сигнальной волны \mathcal{E}_1^+ совпадает с поляризацией попутной к ней накачки \mathcal{E}_0^+ , а поляризация обратной волны \mathcal{E}_1^- совпадает с поляризацией накачки \mathcal{E}_0^- , уравнения, описывающие изменения сигнальной и обратной волн вдоль продольной координаты, имеют вид

$$\pm \frac{\partial g_1^\pm}{\partial z} = \frac{g}{2(1 - i\Delta)} \left[\frac{1 + J_0^\pm}{(1 + J_0^+ + J_0^-)^2} \mathcal{E}_1^\pm - \frac{\sqrt{J_0^+ J_0^-} e^{i\Delta\theta}}{(1 + J_0^+ + J_0^-)^2} \mathcal{E}_1^{\mp*} \right], \quad (2.96)$$

где $\Delta\theta = \varphi_0^+ - \varphi_0^-$. В приближении равных и неизменяющихся вдоль координаты интенсивностей накачек $J_0 = J_0^+ = J_0^-$ и при $\Delta\theta = \text{const}$ решение уравнений (2.96) позволяет определить коэффициент отражения

$$R = \left| \frac{1}{1 + i\Delta} \kappa \frac{\text{sh}(gL/2)}{\mu(1 + \Delta^2)^{-1} \text{sh}(gL/2) + G \text{ch}(gL/2)} \right|^2, \quad (2.97)$$

где

$$G = \left[\frac{\mu^2}{(1 + \Delta^2)^2} - \frac{\kappa^2}{1 + \Delta^2} \right]^{1/2}, \quad \mu = \frac{1 + J_0}{(1 + 2J_0)^2}, \quad \kappa = \frac{J_0 e^{-i\Delta\theta}}{(1 + 2J_0)^2}. \quad (2.98)$$

При $\Delta \rightarrow 0$ величина R всегда меньше единицы. При увеличении Δ и достаточно больших интенсивностях накачек значение R может становиться больше единицы и даже обращаться в бесконечность. В этом случае формула (2.97) перестает быть справедливой. Последнее происходит при некотором критическом значении величины $(gL)_{\text{кр}}$, для которой знаменатель в (2.97) обращается в нуль. Это критическое значение зависит от интенсивности накачки и величины Δ .

При значении Δ , существенно превышающем ширину поглощения, среда близка к прозрачной. В этом предельном случае

$$R = \text{tg}^2 \left[\frac{gL}{2\Delta} \frac{J_0}{(1 + 2J_0)^2} \right]. \quad (2.99)$$

Когда $\left(\frac{gL}{2\Delta} \right) \frac{J_0}{(1 + 2J_0)^2} = \frac{\pi}{2}$, величина R обращается в бесконечность. При $J_0 \ll 1$ формула (2.99) сводится к (2.77), полученной для среды с кубической нелинейностью. Минимальное возможное значение величины $(gL)_{\text{кр}}/2\Delta = 4\pi$ достигается при интенсивности накачки J_0 , равной по порядку величины интенсивности насыщения перехода.

Итак, в приближении не меняющихся вдоль направления распространения накачек (при комплексной сопряженности их амплитуд) возможно неограниченное увеличение коэффициента отражения сигнальной волны при соответствующем подборе значений интенсивности накачки, частотной расстройки и насыщенного поглощения (ненасыщенной поляризуемости).

В общем случае анализ условий абсолютной неустойчивости, при которых стационарное значение $R \rightarrow \infty$, становится чрезвычайно громоздким и требует привлечения ЭВМ.

Дело в том, что частоты генерации могут быть смещены от частоты накачки на величину $\Omega \neq 0$. Поэтому коэффициент отражения является функцией не только от интенсивностей накачек J_0^\pm , коэффициента линейного поглощения gL и безразмерной отстройки от резонанса Δ , но и от значения Ω . Если, кроме того, частоты встречных накачек отличаются между собой, то даже в простейшей модели двухуровневой среды коэффициент отражения R является функцией G параметров. Очевидно, что определение областей неустойчивости в шестимерном пространстве представляет очень трудную задачу.

В этой связи интересны результаты экспериментальных исследований. Сошлемся в качестве примера на работу [17], где за счет смещения частот взаимодействующих волн от точного резонанса удалось повысить коэффициент отражения с ОВФ до значений $R \approx 10^2$. В этом эксперименте нелинейной средой служили пары натрия (D -линия, $\lambda_0 = 0,58$ мкм). В подобных же условиях в [18] реализовано ОВФ в непрерывном режиме при мощности накачки $P_0 = 1$ Вт и коэффициенте отражения порядка или даже больше единицы.

2.2.6. Обращение волнового фронта света в средах с двухквантовым поглощением

Перейдем теперь к анализу процессов ОВФ в условиях двухквантового резонанса. Предположим, что в слое нелинейной среды с резонансной частотой колебаний Ω_0 , соответствующей переходу между уровнями с одинаковой четностью, т. е. такими, между которыми возможны только двухквантовые переходы, распространяются встречные плоские волны одинаковой поляризации

$$E^\pm = \mathcal{E}_0^\pm \exp(i\omega_0^\pm t - ik_0^\pm z) + \mathcal{E}_1^\pm \exp\left(i\omega_1^\pm t - ik_1^\pm z \pm ik_{\perp} r_{\perp} \pm \frac{ik_{\perp}^2 z}{2k}\right) \quad (2.100)$$

с частотами ω_0^+ , ω_1^+ , $\omega_{0,1}^- = \Omega_0 + \delta\Omega - \omega_{0,1}^+$. Здесь \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_0^- — комплексные амплитуды встречных волн накачек, \mathcal{E}_1^+ и \mathcal{E}_1^- — комплексные амплитуды сигнальной и обращенной волн.

Допустим, что частоты световых волн таковы, что колебания частоты Ω_0 (фононная волна) раскачиваются только из-за

взаимодействия волн \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_1^- или \mathcal{E}_1^+ и \mathcal{E}_1^- . В то же время самовоздействие и взаимодействие волн \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_1^\pm , а также \mathcal{E}_0^- и \mathcal{E}_1^\mp фоновую волну не раскачивают из-за того, что сумма частот комбинаций этих волн далека от двухквантового резонанса:

$$\begin{aligned} |\omega_0^+ + \omega_1^+ - \Omega_0| &\gg 1/\tau, & |\omega_0^- + \omega_1^+ - \Omega_0| &\gg 1/\tau, \\ 2\omega_{0,1}^\pm - \Omega_0 &\gg 1/\tau, \end{aligned} \quad (2.101)$$

где τ — время релаксации фоновой волны и связанных с ней возмущений диэлектрической проницаемости. В этих условиях, пренебрегая изменением разности населенностей двухконтактного перехода, пространственное изменение комплексных амплитуд $\mathcal{E}_{0,1}^\pm$ можно описывать в стационарном случае уравнениями

$$\pm \frac{\partial \mathcal{E}_0^\pm}{\partial z} = \frac{g}{2} (1 + \tau \delta \Omega)^{-1} (|\mathcal{E}_0^\mp|^2 \mathcal{E}_0^\pm + \mathcal{E}_1^+ \mathcal{E}_1^- \mathcal{E}_0^\pm e^{i\delta k z}), \quad (2.102)$$

$$\pm \frac{\partial \mathcal{E}_1^\pm}{\partial z} = \frac{g}{2} (1 + i\tau \delta \Omega)^{-1} (|\mathcal{E}_1^\mp|^2 \mathcal{E}_1^\pm + \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^- \mathcal{E}_1^\pm e^{-i\delta k z}), \quad (2.103)$$

где g — постоянная, характеризующая эффективность двухквантового поглощения в точном резонансе, $\delta k = k_0^+ - k_0^- + k_1^- - k_1^+$. Граничные условия для процесса ОВФ следующие:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_0^+(z=0) &= \mathcal{E}_0^+(0), & \mathcal{E}_0^-(z=L) &= \mathcal{E}_0^-(L), \\ \mathcal{E}_1^+(z=0) &= \mathcal{E}_1^+(0), & \mathcal{E}_1^-(z=L) &= 0. \end{aligned} \quad (2.104)$$

Выпишем решение уравнений (2.103) в приближении заданных накачек \mathcal{E}_0^\pm , предполагая, что их изменение внутри среды определяется решением уравнений (2.102) в пренебрежении слагаемыми, пропорциональными амплитудам слабой сигнальной и обращенной волн. Тогда амплитудный коэффициент преобразования в обращенную волну $R_a = |\mathcal{E}_1^-(0)/\mathcal{E}_1^+(0)|$ не зависит от падающей волны $\mathcal{E}_1^+(0)$ и равен

$$R_a = \text{tg} \left[\frac{g}{2} \int_0^L (1 + i\tau \delta \Omega)^{-1} \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_0^- e^{-i\delta k z} dz \right]. \quad (2.105)$$

С учетом зависимостей $\mathcal{E}_0^\pm(z)$ это выражение запишется при $\delta k = 0$ в виде

$$R_a = \frac{|\mathcal{E}_0^-(L) \mathcal{E}_0^+(0)| - |\mathcal{E}_0^-(0) \mathcal{E}_0^+(L)|}{|\mathcal{E}_0^+(0) \mathcal{E}_0^+(L)| + |\mathcal{E}_0^-(L) \mathcal{E}_0^-(0)|}. \quad (2.106)$$

Анализ (2.106) показывает, что, когда интенсивности встречных накачек на входе в нелинейную среду равны ($|\mathcal{E}_0^+(0)|^2 = |\mathcal{E}_0^-(L)|^2$), значение R_a растет асимптотически как $\exp[g|\mathcal{E}_0^+|^2 L (1 + \tau \delta \Omega)^{-1}]$. Если же накачка $\mathcal{E}_0^-(L)$ создается отражением от зеркала накачки \mathcal{E}_0^+ , прошедшей нелинейную

среду, т. е. $|\mathcal{E}_0^+(L)| = |\mathcal{E}_0^-(L)|$, то R_a не может превышать единицу.

Обсуждаемые здесь процессы представляют интерес для ОВФ излучения CO_2 -лазера в таких средах, как жидкие или газообразные CO и NO , где имеется радиационно-запрещенный двухквантовый переход в соответствующем частотном диапазоне.

2.3. Невырожденное четырехволновое взаимодействие

2.3.1. Теория четырехволновых гиперзвуковых обращаемых зеркал

Для получения больших коэффициентов отражения, высокой чувствительности и улучшения качества ОВФ весьма перспективными представляются невырожденные взаимодействия. Среди них к настоящему времени наиболее исследованы взаимодействия света с гиперзвуком.

Для осуществления такого взаимодействия среду с низким порогом ВРМБ освещают с противоположных сторон двумя встречными световыми пучками (накачками) с комплексными амплитудами \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_0^- и частотами ω_0^+ и ω_0^- . В результате взаимодействия падающего на нелинейную среду излучения \mathcal{E}_1^+ с частотой ω_1^+ со встречной накачкой \mathcal{E}_0^- возбуждается гиперзвуковая волна, рассеяние на которой второй накачки \mathcal{E}_0^+ приводит к возникновению обращенной волны \mathcal{E}_1^- с частотой $\omega_1^- = \omega_0^+ - \omega_1^+ + \omega_0^-$. Наиболее эффективное возбуждение акустических фононов происходит в том случае, если частота взаимодействующих световых волн отличается на частоту гиперзвука $\Omega = |\mathbf{q}|v_s$, где \mathbf{q} — волновой вектор гиперзвука, равный разности волновых векторов интерферирующих высокочастотных волн. Частота ω_1^- может быть как меньше ω_0^+ (стоксово смещение частоты относительно ω_0^+), так и больше ω_0^+ (антистоксово смещение) в зависимости от того, больше или меньше ω_1^+ по сравнению с ω_1^- .

Так как частоты всех взаимодействующих с гиперзвуком световых волн различны, то паразитные компоненты волн накачек, связанные с их рассеянием на оптических неоднородностях среды, не могут служить фоном, последующее усиление которого будет ухудшать качество обращения.

Другим важным обстоятельством, расширяющим возможности подобных ОВФ-зеркал, является отличие частот сигнальной и обращенной волн. Смещение частоты при ОВФ устраняет возникновение паразитной генерации между ОВФ-зеркалом и рассеивающими элементами в лазерном канале и делает возможным обращение маломощного излучения с большим коэффициентом отражения в условиях относительно сильного обратного светорассеяния. Эффективное взаимодействие волн в четырех-

волновых гиперзвуковых обрашающих зеркалах (ЧГОЗ) может осуществляться при таких мощностях накачек, когда самофокусировочные искажения их поперечного профиля несущественны. Максимальные коэффициенты отражения световой волны в ЧГОЗ достигаются в схемах, реализующих неустойчивый режим взаимодействия. При этом вследствие экспоненциального нарастания во времени мощности P_1^- отраженной волны \mathcal{E}_1^- возможна достаточно эффективная перекачка энергии одной из волн накачек в обращенную волну.

Процесс ОВФ при четырехволновом комбинационном взаимодействии с участием гиперзвука в приближении заданного поля накачек описывается для линейно-поляризованных световых волн системой квазиоптических уравнений

$$\frac{1}{v_0} \frac{\partial \mathcal{E}_1^+}{\partial z} + \frac{\partial \mathcal{E}_1^+}{\partial z} + \frac{i}{2k_1^+} \Delta_{\perp} \mathcal{E}_1^+ = - \frac{ik_1^+ (\partial \epsilon / \partial p) S}{2\epsilon (\omega_1^+)} \mathcal{E}_0^+ P,$$

$$\frac{1}{v_0} \frac{\partial \mathcal{E}_1^-}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{E}_1^-}{\partial z} + \frac{i}{2k_1^-} \Delta_{\perp} \mathcal{E}_1^- = - \frac{ik_1^- (\partial \epsilon / \partial p) S}{2\epsilon (\omega_1^-)} \mathcal{E}_0^- P^* \exp(i\delta k z), \quad (2.107)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{\tau} P = i\beta [\mathcal{E}_1^+ \mathcal{E}_0^* + \mathcal{E}_0^+ \mathcal{E}_1^- \exp(i\delta k z)]. \quad (2.108)$$

Здесь P — комплексная амплитуда гиперзвуковой волны, с участием которой происходит процесс четырехволнового взаимодействия; $k_1^{\pm} = \omega_1^{\pm}/v_0$; $\delta k = k_0^+ + k_1^- - k_0^- - k_1^+$ — волновая расстройка.

При выводе уравнений (2.107), (2.108) предполагалось, что частота падающей сигнальной волны \mathcal{E}_1^+ имеет по отношению к частоте волны накачки \mathcal{E}_0^- антистоксов частотный сдвиг ($\omega_1^+ - \omega_0^- = \Omega > 0$). В случае стокова сдвига сигнала относительно накачки ($\omega_0^+ - \omega_1^- = \Omega > 0$) необходимо в уравнениях (2.107), (2.108) заменить P на P^* и δk на $-\delta k$.

Будем считать, что взаимодействие волн происходит в достаточно коротком слое, таком, что время пробега его светом мало по сравнению с характерными временами изменения комплексных амплитуд волн (в интересующих нас условиях эти времена определяются длительностью импульса накачки и временем релаксации τ гиперзвуковой волны). Тогда в уравнениях (2.107) можно пренебречь членами $(1/v_0)(\partial \mathcal{E}_1^{\pm}/\partial t)$. В дальнейшем будем считать волны накачки \mathcal{E}_0^{\pm} плоскими.

При этих условиях решение системы (2.107), (2.108) ищем в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1^+ (\mathbf{r}_{\perp}, z, t) &= c_1^+(z, t) \psi_1 (\mathbf{r}_{\perp}, z), \\ \mathcal{E}_1^- (\mathbf{r}_{\perp}, z, t) &= c_1^-(z, t) \psi_1^* (\mathbf{r}_{\perp}, z), \\ P (\mathbf{r}_{\perp}, z, t) &= \bar{P}(z, t) \psi_1 (\mathbf{r}_{\perp}, z), \end{aligned} \quad (2.109)$$

где функция ψ_1 удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial z} + \frac{i}{2k_1^+} \Delta_{\perp} \psi_1 = 0,$$

а на границе $z=0$ совпадает по поперечной структуре с волной

$$\psi_1(\mathbf{r}_\perp, 0) = \mathcal{E}_1^+(\mathbf{r}_\perp, 0) \left(\frac{1}{\mathcal{S}} \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_1^+|^2 d^2\mathbf{r}_\perp \right)^{-1/2},$$

где \mathcal{S} — сечение пучка \mathcal{E}_1^+ .

Решение уравнений (2.107) и (2.108) при заданных $\mathcal{E}_1^+(0)$, $\mathcal{E}_1^-(L)$ и $P(t=0)=0$ находится с помощью преобразований Лапласа

$$c_1^+(s) = \int_0^\infty c_1^+(t) e^{-st} dt \quad \text{и} \quad c_1^-(s) = \int_0^\infty c_1^-(t) e^{-st} dt.$$

Из этого решения следует

$$c_1^+(L, s) = A_0^+ c_1^+(0, s) + A_L^+ c_1^-(L, s), \quad (2.110)$$

$$c_1^-(0, s) = A_0^- c_1^+(0, s) + A_L^- c_1^-(L, s), \quad (2.111)$$

где

$$A_0^+ = \frac{2GL}{\Delta} \exp \left[-i \frac{\delta k L}{2} - \frac{Md(s)}{4} \right], \quad (2.112)$$

$$A_L^+ = -gLd(s) c_0^+ c_0^- (e^{GL} - e^{-GL}) / 2\Delta, \quad (2.113)$$

$$A_0^- = gLd(s) (e^{GL} - e^{-GL}) / 2\Delta, \quad (2.114)$$

$$A_L^- = \frac{2GL}{\Delta} \exp \left[i \frac{\delta k L}{2} + \frac{Md(s)}{4} \right]. \quad (2.115)$$

Здесь

$$GL = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{Md(s)}{2} \right]^2 + i\delta k L (M^+ + M^-) d(s) - (\delta k L)^2 \right\}^{1/2}, \quad (2.116)$$

$$\Delta = \left[GL - \frac{i\delta k L}{2} - \frac{M^+ - M^-}{4} d(s) \right] e^{GL} + \left[GL + \frac{i\delta k L}{2} + \frac{M^+ - M^-}{2} d(s) \right] e^{-GL}. \quad (2.117)$$

В формулах (2.110)–(2.117)

$$M^\pm = gl_0^\pm L, \quad M = M^+ + M^-, \quad d(s) = (1 + \sigma\tau)^{-1}.$$

Волновая расстройка δk выражается через разность частот встречных накачек $\Delta\nu$ и ВРМБ-сдвиг в среде ЧГОЗ $\Delta\nu_0$:

$$\delta k = 4\pi n (\Delta\nu - \Delta\nu_0). \quad (2.118)$$

Приравнявая знаменатель Δ коэффициентов $A_{0,L}^\pm$ нулю, можно определить полюса изображений по Лапласу и найти временной инкремент $\text{Re } s$ и сдвиг частоты $\text{Im } s$ генерируемого излучения относительно точного резонанса. Критическое значение полного инкремента $M = M_{\text{кр}}$, превышение которого приводит к абсолютной неустойчивости, определяется из условия $\text{Re } s = 0$ и зависит от параметров $b = I_0^- / I_0^+$ и $\delta k L$: $M_{\text{кр}} =$

$=M_{кр}(b, \delta kL)$. Сдвиг частоты $\text{Im } s$ генерируемого при этом излучения также является функцией b и δkL : $\text{Im } s = f(b, \delta kL)\tau^{-1}$. Далее мы обсудим вид функций $M_{кр}$ и f , а сейчас заметим, что $\text{Re } s$ и $\text{Im } s$ при $M > M_{кр}$ связаны с $M_{кр}$ и f простыми соотношениями:

$$\text{Re } s = \left[\frac{M}{M_{кр}(b, \delta kL)} - 1 \right] \tau^{-1}, \quad \text{Im } s = \frac{Mf(b, \delta kL)}{M_{кр}(b, \delta kL)} \tau^{-1}. \quad (2.119)$$

Коэффициенты отражения ЧГОЗ $R^c = |c_1^-(0)/c_1^+(0)|^2$ (при $c_1^-(L)=0$) и $R^a = |c_1^+(L)/c_1^-(L)|^2$ (при $c_1^+(0)=0$) определяются при $Gt \gg 1$ формулой¹

$$R^c = R^a = R_0 e^{Gt}, \quad (2.120)$$

где $G = 2 \text{Re } s$, R_0 — коэффициент, зависящий от смещения частоты сигнальной волны от точного резонанса $\omega_1 \pm = \omega_0 \mp - \Omega$. Максимум R_0 достигается, когда частота сигнальной волны совпадает с одной из частот генерации $\omega_0 \mp - \Omega + \text{Im } s$.

При $\delta kL = 0$ имеем

$$M_{кр}(b) = 2(\ln b + \pi^2/\ln b), \quad f(b) = \pi/\ln b. \quad (2.121)$$

В случае $\delta kL \neq 0$ записать выражение для этой функции в явном виде не удастся. Вид функций $M_{кр}(b, \delta kL)$ и $f(b, \delta kL)$ определялся с помощью численного анализа выражения $\Delta = 0$.

Рассматриваемое нами четырехволновое взаимодействие определяется посредством гиперзвука, распространяющегося вдоль оси z , т. е. в ту же сторону, что и накачка \mathcal{E}_0^+ . Из физических соображений очевидно, что раскочка такого гиперзвука наиболее эффективна. Тогда прирост акустических фононов за счет распада квантов прямой накачки \mathcal{E}_0^+ превалирует над убылью фононов вследствие их слияния с квантами встречной накачки \mathcal{E}_0^- . Ясно поэтому, что наиболее подходящие условия для генерации гиперзвука, распространяющегося в направлении оси z , реализуются тогда, когда $I_0^+ > I_0^-$, т. е. параметр $b = I_0^-/I_0^+ < 1$.

Этот вывод подтверждается численными расчетами значений $M_{кр}$ при различных величинах параметра b . Оказалось, что наименьшие значения $M_{кр}$, определяемые из условия $\Delta = 0$, достигаются в области $b > 1$. Расчет показал, что при $b < 1$ существует такая оптимальная, отличная от нуля волновая расстройка, для которой значение $M_{кр}$ становится минимальным (рис. 2.4).

Отличие от нуля волновой расстройки связано с тем, что в нелинейной среде гиперзвуковая волна возбуждается за счет электрострикционного взаимодействия волн \mathcal{E}_0^- и \mathcal{E}_1^+ , а также волн \mathcal{E}_0^+ и \mathcal{E}_1^- . Для взаимной фазировки вклада обеих пар взаимодействующих волн в гиперзвуковую волну необходимо смещение частоты слабых волн относительно точного резонан-

¹ Индексы «с» и «а» означают, что обращенная волна имеет соответственно стоков и антистоксов сдвиги относительно прямой или встречной накачки, отраженной от распределенного в объеме ЧГОЗ гиперзвука.

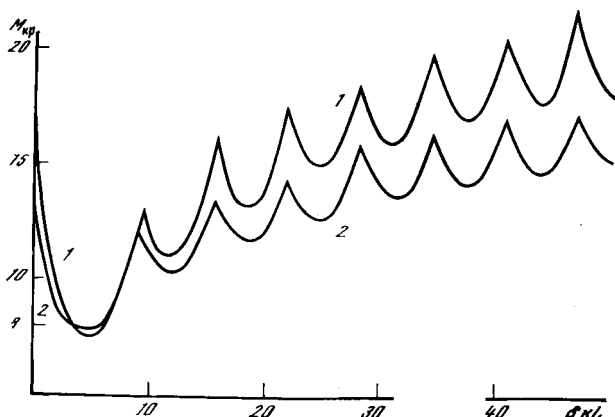


Рис. 2.4. Зависимость критического значения полного инкремента $M_{кр}$ от безразмерной волновой расстройки δkL для ЧГОЗ при $b=0,3$ (1) и $b=0,1$ (2)

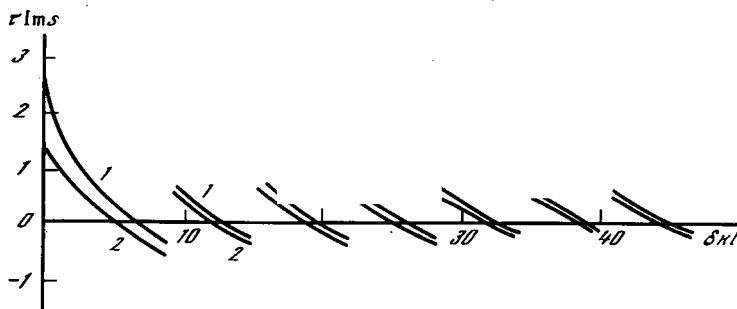


Рис. 2.5. Зависимость безразмерной частоты генерируемого в ЧГОЗ излучения τlms от δkL при $b=0,3$ (1) и $b=0,1$ (2)

са или наличие волновой расстройки. Оба указанных фактора снижают усиление. Однако, как показывает приведенный расчет, наличие волновой расстройки снижает усиление в меньшей степени, и поэтому критический инкремент достигает минимума при не равной нулю волновой расстройке δkL , при этом частота генерируемого излучения близка к точному резонансу.

При $b=1$ в нелинейной среде возбуждаются две гиперзвуковые волны, одна из которых распространяется вдоль оси z , а вторая — в противоположном направлении. При $b>1$ порог самовозбуждения второй гиперзвуковой волны становится ниже, чем первой. Тем не менее возбуждение гиперзвука, распространяющегося вдоль оси z при $b>1$ за счет соответствующего подбора волновой расстройки $\delta kL \neq 0$, в принципе возможно. Это означает, что дополнительная встречная накачка может не только усилить стоксово рассеяние более мощной накачки, а также независимо от этого привести к ее антистоксову рассеянию с экспоненциально нарастающей во времени интенсивностью.

Изложенные здесь теоретические результаты указывают, что порог генерации ВРМБ в поле встречных накачек при $b \approx 0,1 \div 0,8$ и оптимальной волновой расстройке $\delta kL \approx 6$ соответствует сравнительно небольшим значениям полного инкремента: $M_{кр} \approx 7,5 \div 8$. Эта величина примерно втрое меньше, чем значение полного инкремента, характерное для порога ВРМБ в поле одной накачки. Зависимость критического инкремента $M_{кр}$ от δkL имеет периодический характер с характерным периодом осцилляций $\sim 2\pi$ (см. рис. 2.4). В точках, где $M_{кр}$ достигает минимальных значений, частота генерируемого излучения близка к точному резонансу (рис. 2.5).

Результаты аналитических исследований, указывающих на существование периодической зависимости критического инкремента $M_{кр}$ от волновой расстройки δkL , совпадают с данными эксперимента [19].

2.3.2. Экспериментальное исследование четырехволновых гиперзвуковых обращающих зеркал

Экспериментальное исследование ЧГОЗ проводилось с использованием первой и второй гармоник излучения неодимового лазера как в устойчивом режиме, так и в режиме абсолютной неустойчивости. Наибольшие коэффициенты отражения ($\sim 10^6$ по энергии) были достигнуты в неустойчивом режиме на длине волны $\lambda_0 = 1,06$ мкм. Кювета 1 с нелинейной средой (рис. 2.6) просвечивалась излучением неодимового лазера, проходящим в нее через поляризационный светоделительный элемент 2. Это излучение играет роль мощного пучка накачки ($t_0 = 30$ нс). Встречный пучок накачки создавался посредством отражения прямого пучка, прошедшего через ЧГОЗ 1, от вспомогательного ВРМБ-зеркала 3, установленного за рабочей кюветой. Сиг-

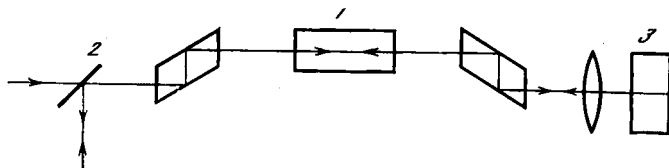


Рис. 2.6. Схема эксперимента по исследованию ЧГОЗ

нальная волна заводилась в рабочую кювету 1 посредством отражения от поляризационного светоделительного элемента 2, который обеспечивал независимый ввод и вывод взаимодействующих волн. За счет использования смесей различных жидкостей частотные сдвиги ВРМБ-зеркала подбирались таким образом, чтобы разность частот сигнальной волны и встречной накачки совпадала с частотой гиперзвука, возбуждаемого этими

волнами в кювете 1. Стоксово рассеяние мощной волны накачки на возбужденном гиперзвуке приводило к формированию обращенной волны, которая через поляризационный светоделительный элемент выводилась по пути сигнала во встречном по отношению к нему направлении. Из-за небольшого различия волновых векторов взаимодействие волн в кювете 1 происходило с волновой расстройкой $\delta kL=8$, что близко к оптимальному значению $\delta kL=6$.

Угловой спектр обращенной волны регистрировался как в условиях одномодового коллимированного сигнального пучка, так и в условиях, когда на его пути располагалась фазовая пластинка, увеличивающая расходимость сигнала по сравнению с дифракционной в 100 раз. Измерение ширины угловых спектров показало, что в обоих случаях расходимость отраженной волны (по уровню $1/e$) совпадает и не более чем на 10–20% превышает расходимость сигнальной волны. Однако эффективность преобразования при постановке фазовой пластинки снижалась.

Оценка относительной доли обращенной волны во всем выходящем из ЧГОЗ и проникающем в канал регистрации излучении производилась в отсутствие фазовой пластинки. Выходящее излучение перехватывалось в угле, в 100 раз превосходящем дифракционный предел θ_d для сигнального пучка с тем же диаметром, что и пучок накачки. Далее излучение фокусировалось линзой через 50%-ное зеркало на два калиброванных калориметра. У одного из них центральная часть, куда фокусировалась обращенная волна, перекрывалась экраном, чтобы избежать регистрации лучей в угле, в 15 раз большем дифракционного θ_d для используемого нами сигнального пучка. Сопоставление энергий, измеренных в обоих калориметрах, показало, что при $W_0^+=5$ Дж и энергии сигнала $W_1^+=10^{-4}$ Дж вне угла $15\theta_d$ сосредоточено не более 5% энергии выходящего из ЧГОЗ и перехватываемого в угле $100\theta_d$ излучения. Фотометрирование углового спектра обращенной волны в угле $15\theta_d$, в свою очередь, показало, что из оставшихся 95% энергии не менее 85% сосредоточено в основном в дифракционном лепестке.

Таким образом, качество полученного ОВФ достаточно высоко и в обращенной волне содержится $\sim 80\%$ энергии выходящего из ЧГОЗ излучения. При ослаблении сигнала относительная доля обращенной волны уменьшается, и при $W_1^+=6 \times 10^{-10}$ Дж она составляет 10%; остальная часть энергии сосредоточена в шумовом излучении.

На рис. 2.7 приведены энергия W_1^- , сосредоточенная в обращенной волне, и коэффициент отражения $R_w=W_1^-/W_1^+$ в зависимости от энергии сигнала W_1^+ при фиксированной энергии импульса накачки $W_0^+=5$ Дж (фазовая пластинка на пути сигнала в этих измерениях отсутствовала). Замедление темпа роста энергии обращенной волны и падение коэффициента отражения R с увеличением энергии сигнала W_1^+ указывают на насыщение процесса четырехволнового взаимодействия.

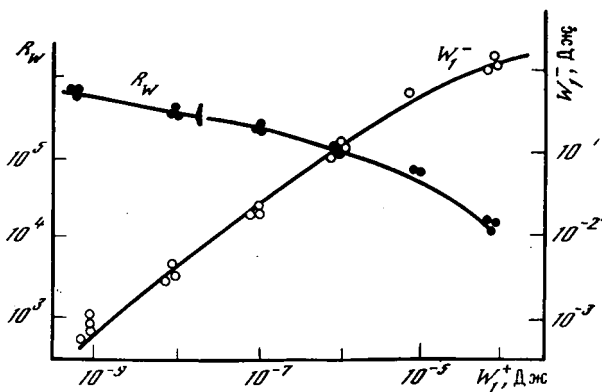


Рис. 2.7. Зависимость энергии отраженной волны W_1^- и коэффициента отражения R_W от энергии сигнала W_1^+ для ЧГОЗ при фиксированной энергии импульса накачки $W_0^+ = 5$ Дж

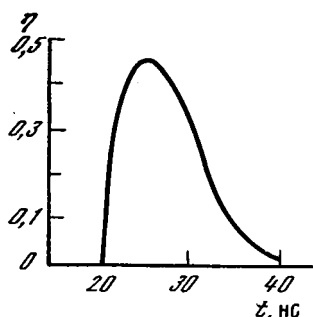


Рис. 2.8. Зависимость коэффициента преобразования η накачки в отраженную волну от времени для ЧГОЗ при $W_0^+ = 5$ Дж, $W_1^+ = 10^{-4}$ Дж, $W_1^- = 0,75$ Дж

Сравнение осциллограмм импульсов мощной накачки и отраженной волны позволило определить характер изменения во времени коэффициента преобразования $\eta(t) = P_1^-(t)/P_0^+(t)$ (рис. 2.8). (Поскольку отраженная волна формируется в результате отражения накачки от гиперзвука, то η является не чем иным, как коэффициентом отражения от этого гиперзвука мощной волны накачки.) Длительность фронта импульса отраженной волны не превышала 4–5 нс, причем в ряде случаев его крутизна была очень большой (1–2 нс). Столь быстрый рост во времени мощности отраженной волны вызван абсолютной неустойчивостью ОВФ. Энергия импульсов накачки $W_0^+ = 5$ Дж примерно в 3 раза превышала порог абсолютной неустойчивости, начиная с которого происходит резкий рост коэффициента отражения слабого сигнала (этот порог был немного ниже порога наблюдения обычного ВРМБ в поле одной накачки, равного в условиях эксперимента 2 Дж). Спад импульса отраженной волны не столь крутой, как передний фронт. Однако характерное время спада меньше, чем у импульса накачки. При удлинении импульса накачки до 50–60 нс импульс отраженной волны модулировался во времени с глубиной модуляции, достигающей 100%, хотя модуляция по волне накачки не превышала 30%.

Отмеченные особенности связаны, по-видимому, с тем, что, несмотря на насыщение, в импульсе обращенной волны все же подчеркивается модуляция импульса накачки. Возможно также, что причиной этих особенностей является неодинаковое изменение во времени фазы гиперзвука в различных сечениях нелинейного слоя, приводящее к гашению в некоторые моменты обращенной волны на выходе слоя даже при достаточно мощной накачке.

Для количественного измерения доли обращенной волны в отраженном излучении использовалась следующая методика. Сигнальный, подлежащий ОВФ пучок пропускаться через пространственный фильтр, формирующий излучение с одномодовой пространственной структурой, слабо зависящей от поперечного профиля входного пучка. Для этого пространственный фильтр должен быть таким, чтобы дискриминация структур (мод), ортогональных по поперечным координатам данной одномодовой структуре, была сильной. Подобный фильтр состоит из линзы с фокусным расстоянием F и двух диафрагм диаметрами d_1 и d_2 , одна из которых расположена вблизи линзы, а другая — в ее фокальной плоскости, причем $1 \ll k_0 d_1 d_2 / F \ll 10$.

Если осуществить идеальное ОВФ прошедшего через такой пространственный фильтр оптического излучения, то на обратном проходе обращенная волна будет иметь наименьшие потери $|\mu_0|^2$ по сравнению со всеми другими, ортогональными ей модами. Если же ОВФ не идеальное, то через пространственный фильтр в обратном направлении пройдет с наименьшими потерями лишь та часть обращенной волны, которая совпадает (по поперечной структуре) с комплексно-сопряженной сигнальной волной, прошедшей пространственный фильтр в прямом направлении. Другие же составляющие обращенной волны, ортогональные по поперечной структуре комплексно-сопряженной сигнальной волне, при достаточно сильной дискриминации мод не пройдут через пространственный фильтр.

Иными словами, если поле отраженной от четырехволнового комбинационного зеркала волны представить в виде (2.48), то после пространственного фильтра будем иметь $\mathcal{E}_1^{-1} = \mu_0 a \mathcal{E}_1^{+*}$. Отношение пиковой мощности прошедшего через пространственный фильтр излучения к пиковой мощности обращенной волны

$$\chi' = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_1^{-1}|^2 d^2 r_{\perp}}{\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_1^{+}|^2 d^2 r_{\perp}} = \frac{P_1^+ |\mu_0|^2 |a|^2}{P_1^-}. \quad (2.122)$$

Учитывая, что

$$a = \frac{1}{P_1^+} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_1^- \mathcal{E}_1^+ d^2 r_{\perp},$$

получаем

$$\chi' = \frac{|\mu_0|^2}{P_1^+ P_1^-} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_1^- \mathcal{E}_1^+ d^2 r_{\perp} \right|^2. \quad (2.123)$$

Отсюда следует, что доля комплексно-сопряженной сигнальной волны \mathcal{E}_1^+ во всем излучении \mathcal{E}_1^- , отраженном от четырехволнового зеркала,

$$\chi = \frac{1}{P_1^+ P_1^-} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_1^- \mathcal{E}_1^+ d^2 r_{\perp} \right|^2 = \frac{\chi'}{|\mu_0|^2}. \quad (2.124)$$

Измерения доли χ по указанной методике дали для ЧГОЗ значения $\chi=0,75 \div 0,8$.

Надо сказать, что пространственный фильтр из линзы и двух диафрагм не обеспечивает полной дискриминации коэффициентов пропускания основной моды и остальных мод, как, например, одномодовое оптическое волокно. Тем не менее, как показывают теоретические расчеты, пропускание им отраженного от четырехволнового зеркала оптического излучения приводит все же к достаточно заметному ослаблению следующих за основной других мод. Поэтому фильтр можно считать пригодным для примерной оценки χ , по крайней мере в том случае, когда основная мода представлена в обращенной волне с относительно большим весом, т. е. χ не очень сильно отличается от единицы.

В эксперименте пригодность используемого пространственного фильтра для оценки χ подтверждается также прямыми измерениями углового спектра обращенной волны. Фотометрирование пленок показывает, что после пространственного фильтра угловой спектр обращенной волны, так же как и сигнальной, состоит только из дифракционного лепестка, а другие структуры поля (по крайней мере, вблизи оси пучка) практически не проявляются. Это означает, что в обращенной волне, проходящей через пространственный фильтр, содержится только одна основная мода, т. е. измеряемое в эксперименте отношение мощностей излучения до и после пространственного фильтра действительно характеризует относительную долю комплексно-сопряженной сигнальной волны в отраженном от четырехволнового зеркала излучении.

2.3.3. Шумы четырехволновых гиперзвуковых обращающих зеркал

В отсутствие сигнальной волны ЧГОЗ представляет собой кювету со средой, активной к ВРМБ, прокачиваемой двумя встречными волнами накачек. В этих условиях при достаточно большой интенсивности накачки в поле встречных световых волн возбуждается ВРМБ. Результаты исследования этого процесса

позволяют в приближении заданного поля волн накачек дать количественную характеристику шумов ЧГОЗ.

Для учета затравочного шума введем в уравнение (2.108), как это обычно делается при исследовании ВРМБ, сторонний ланжевенковский источник $f_{ст}$, ответственный за естественные шумы, связанные с тепловыми флюктуациями среды. Этот источник отвечает, в частности, за молекулярное рассеяние света. Его интенсивность определяется флюктуационно-диссипативной теоремой (см. (1.29)).

Шумовое излучение в обратном (по отношению к соответствующим волнам накачки) направлении сосредоточено вблизи двух характерных частот, сдвинутых в стоксову и антистоксову сторону на частоту гиперзвука $\Omega = 2k_0 v_s$, возбуждаемого в процессе ВРМБ. Поэтому мощность шумового излучения в каждом из направлений (вдоль (+) и против (-) оси z) можно представить в виде суммы стоксовой и антистоксовой составляющих:

$$P_{ш}^{\pm} = P_c^{\pm} + P_a^{\pm}. \quad (2.125)$$

Решение уравнений (2.107) и (2.108) с включенным сторонним источником $f_{ст}$ позволяет рассчитать в приближении заданного поля волн накачек значения P_c и P_a [20].

Анализ показывает, что в условиях режима абсолютной неустойчивости, за исключением небольшой области близи $b = 1$, навстречу более мощной накачке распространяется излучение, частота которого смещена относительно этой накачки только в стоксову область. Антистоксова же составляющая шумового излучения в этом случае пренебрежимо мала. В то же время навстречу менее мощной накачке распространяется шумовое излучение со сдвигом частоты, смещенным относительно этой накачки в антистоксову область. Стоксова же составляющая в этом излучении пренебрежимо мала. Другими словами, в процессе ВРМБ возбуждается гиперзвук, распространяющийся в сторону более мощной накачки, и обе накачки (как мощная, так и слабая) отражаются от него в противоположных направлениях. Это же относится и к отражению от ЧГОЗ сигнальной волны: наибольший коэффициент отражения имеет волна со стоксовым сдвигом частоты относительно направленной навстречу к ней мощной накачки и волна с антистоксовым сдвигом относительно слабой накачки.

Если принять, что мощная накачка распространяется вдоль оси z , а слабая — против, то в силу сказанного выше $P_c^+ \ll P_a^+$ и $P_a^- \ll P_c^-$. Расчет показывает, что в неустойчивом режиме на выходе из ЧГОЗ

$$P_a^+ = \rho_0 e^{Gt} \sigma^+, \quad P_c^- = \rho_0 e^{Gt} \sigma^-, \quad (2.126)$$

где

$$\rho_0 = \frac{1}{8\pi} \frac{\theta^2}{\theta_d^2} \frac{\hbar\omega}{\tau} \frac{k_B T}{\hbar\Omega}, \quad \sigma t = 2(\text{Re } s)t = 2 \frac{t}{\tau} \left(\frac{M}{M_{кр}} - 1 \right). \quad (2.127)$$

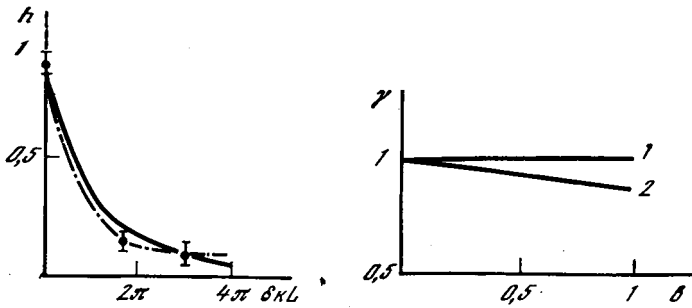


Рис. 2.9. Зависимость отношения $h = (P_a^+/P_0^-)/(P_c^-/P_0^+) = \sigma^+/b\sigma^-$ от нормированной волновой расстройки δkL ($b = I_0^-/I_0^+ = 0,1$)

Сплошная линия — теория, штрихпунктирная — эксперимент

Рис. 2.10. Зависимость безразмерной функции γ , характеризующей мощность шума ЧГОЗ, от соотношения интенсивностей встречных накачек $b = I_0^-/I_0^+$

1 — $\delta kL = 2$, 2 — $\delta kL = \pi$

Здесь $\theta \approx 2D_0/L$ — угол видения ЧГОЗ, $\theta_d \approx \lambda_0/D_0$ — дифракционный угол, выражаемый через диаметр ЧГОЗ D_0 . Безразмерные величины σ^\pm , зависящие от M , b , δkL , определяются из численного расчета, причем их нормированное отношение $h = (P_a^+/P_0^-)/(P_c^-/P_0^+) = \sigma^+/b\sigma^-$ монотонно спадает с увеличением δkL (см. рис. 2.9, где сплошная кривая указывает зависимость h от δkL при $b=0,5$). Этот спад связан с тем, что при ВРМБ в поле встречных накачек в условиях $\delta kL \neq 0$ с наибольшим инкрементом нарастает такая гиперзвуковая волна, у которой пространственный период более подходящий для эффективного рассеяния мощной накачки, чем слабой. Указанный вывод подтверждается экспериментальными измерениями параметра h , результаты которых хорошо согласуются с расчетом (см. точки на рис. 2.9).

Особый интерес расчет шумов представляет для определения минимальной мощности P_{\min}^{\pm} сигнальной волны, при которой отраженный от ЧГОЗ сигнал будет сравним с собственным шумом этого зеркала. Для отыскания P_{\min}^{\pm} необходимо сравнить мощности $P_{a,c}^\pm$ с мощностями обращенной волны $P_1^+(L) = R^*P_1^-(L)$ и $P_1^-(0) = R^cP_1^+(0)$. Легко видеть, что

$$P_{\min}^\pm = \rho_0 \delta^\pm, \quad (2.128)$$

где $\delta^\pm = \sigma^\pm/R$. Поскольку $\delta^+ = (hb)\delta^- \ll \delta^-$, то $P_{\min}^+ \ll P_{\min}^-$. Это означает, что чувствительность ЧГОЗ будет наибольшая, если сигнал имеет стоково смещение относительно мощной накачки и направляется ей навстречу. Значение δ^+ можно записать в виде

$$\delta^+ = \pi (M/M_{кр} - 1) \gamma, \quad (2.129)$$

где γ — близкая к единице функция, слабо зависящая от b и

δkL (рис. 2.10). Если перед ЧГОЗ расположить предварительный оптический квантовый усилитель, то к проходящему через него сигналу частоты ω ,[±] аддитивно примешивается шум суперлюминесценции усилителя со спектральной яркостью:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial \omega \partial \Omega_\tau} = (2\pi)^{-3} \frac{\hbar \omega^3}{c^3} [\hbar(\omega, T) + \bar{n}(\omega, -T_y)] (k-1), \quad (2.130)$$

где $k = k(\omega)$ — коэффициент усилителя; $\bar{n}(\omega, T) = 1/2 + [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]^{-1}$; $T_y = \hbar\omega_0/k_B \ln(N_1/N_2)$ — отрицательная температура усилителя, определяемая населенностью нижнего N_1 и верхнего N_2 уровней рабочего перехода его активных молекул.

Для большинства усилителей ширина полосы их усиления существенно превосходит ширину полосы ЧГОЗ. В этом случае каждая спектральная компонента шума суперлюминесценции усилителя, распространяющаяся в угле видения θ и лежащая в пределах частотной полосы ЧГОЗ, отразится от него с коэффициентом отражения $R(\omega)$ и вновь усилится в усилителе.

Расчет показывает, что мощность шума суперлюминесценции усилителя, отраженного от ЧГОЗ, равна

$$P_a' = P_c' \simeq \frac{1}{8\pi} \frac{\theta^2}{\theta_d^2} \frac{\hbar\omega}{\tau} (k-1) \pi \left(\frac{M}{M_{кр}} - 1 \right) R, \quad \hbar\omega \gg k_B T. \quad (2.131)$$

Если этот шум превышает собственный шум ЧГОЗ, т. е. $P_a' \gg P_a^+$, то чувствительность всей системы ОВФ, состоящей из предварительного усилителя и непосредственно ОВФ-зеркала, определяется главным образом квантовыми шумами усилителя. Соответствующее значение минимальной мощности входящего в систему сигнала P_{min} будет равно ($k \gg 1$)

$$P_{min} = \frac{\hbar\omega (\theta/\theta_d)^2}{8\pi} \left(\frac{M}{M_{кр}} - 1 \right) \simeq \frac{\hbar\omega}{16t} (\theta/\theta_d)^2 Gt, \quad Gt \gg 1. \quad (2.132)$$

Большие коэффициенты отражения ЧГОЗ ($\sim 10^6 - 10^7$) реализуются при $Gt \simeq 16 \div 20$. В этом случае минимальное значение энергии сигнала $W_{min} = P_{min} t$ определяется квантовым пределом

$$W_{min} = \hbar\omega (\theta/\theta_d)^2. \quad (2.133)$$

Предельная чувствительность, характеризующаяся формулой (2.133), реализуется, как уже отмечалось, только в том случае, когда $P_a' > P_a^+$ или

$$\frac{k_B T}{\hbar\Omega} \frac{\gamma}{k-1} < 1. \quad (2.134)$$

Так как $\gamma \simeq 1$, то из (2.134) видно, что предельная чувствительность системы ОВФ достигается тогда, когда $k > k_B T / \hbar\Omega$ ($k \gg 1$). Для таких жидкостей, как ацетон, четыреххлористый углерод, четыреххлористый титан, при комнатной температуре параметр $k_B T / \hbar\Omega \simeq 2 \cdot 10^3$, и поэтому для достижения предельной чувствительности необходимо использовать усилители с коэффициентом усиления $k > 2 \cdot 10^3$.

Глава 3

АДАПТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

3.1. Генерация высоконаправленного излучения в лазерах с обращающими волновой фронт зеркалами

3.1.1. Лазеры видимого и ближнего инфракрасного диапазонов

Одна из важнейших характеристик лазерного излучения \rightarrow его расходимость, или телесный угол, в пределах которого сконцентрирована основная часть энергии оптического излучения. Реальная расходимость лазерного пучка близка к дифракционной тогда, когда поверхность его волнового фронта плоская. Создание плоской поверхности волнового фронта у световых пучков небольшого (несколько миллиметров) диаметра, как правило, не вызывает затруднений, однако при увеличении диаметра трудность формирования пучков с плоским фронтом возрастает.

Особенно усложняется задача формирования плоского волнового фронта у высокоэнергетичных и мощных световых пучков. При достигнутом увеличении энергии лазерных импульсов на 5—7 порядков яркость излучения — интенсивность волны в единице телесного угла $dI/d\Omega_r$, характеризующая возможность фокусировки света на мишени с малыми угловыми размерами, — увеличилась всего на 1—2 порядка. По этой причине прогресс в разработке методов направленной передачи лазерного излучения происходил гораздо медленнее, чем увеличение его энергии.

Для устранения возникающих (например, в процессе усиления) искажений поверхности волнового фронта лазерных пучков были предложены специальные методы коррекции поперечной структуры оптического излучения, в основе которых лежит ОВФ света.

ОВФ имеет наибольшее значение, когда оно осуществляется практически безынерционно, т. е. в реальном масштабе времени. В этом случае высоконаправленный световой пучок, пропущенный через неоднородный, изменяющий свои оптические свойства квантовый усилитель и отраженный с обращением волнового фронта, компенсирует за время обратного прохода через тот же усилитель искажения поперечной структуры, восстанавливая первоначальную направленность. Таким образом, энергию, запасенную в квантовом усилителе, удастся вложить в высоконаправленный световой пучок.

Создание мощных лазерных систем с ОВФ важно не только с точки зрения генерации высоконаправленных световых потоков. Такие системы нужны для решения и других задач, где используются предельные возможности лазерной оптики. Напри-

мер, как уже говорилось, для того чтобы сосредоточить оптическое излучение мощного высоконаправленного лазера на мишени очень малых (порядка длины волны) размеров, нужно применять крупную безаберрационную оптику, что связано с большими трудностями. Задача еще более усложняется в случае, когда на пути пучка встречаются оптические неоднородности. Использование лазерной системы с ОВФ позволяет относительно просто преодолевать эти трудности и без применения прецизионной оптики направлять все излучение на мишень через оптически неоднородную среду. Для этого мишень подсвечивается лазерным источником и часть рассеянного света перехватывается, усиливается и затем отражается назад с ОВФ. После прохождения усилителя в обратном направлении излучение имеет такую кривизну волнового фронта, которая обеспечивает фокусировку практически всего света на мишень с компенсацией искажений, обусловленных оптическими неоднородностями на пути между мишенью и лазерной системой.

Таким образом, лазерная система с ОВФ позволяет формировать мощный световой пучок такой поперечной структуры, которая нужна для оптимального использования этого излучения. Волновой фронт может быть плоским или близким к сферическому или же иметь структуру, благодаря которой компенсируется влияние оптических неоднородностей.

Операция формирования светового пучка, имеющего обращенный относительно исходного волновой фронт, может быть осуществлена либо с помощью электрооптической (или оптико-механической) техники с предварительным анализом волнового фронта исходного пучка, либо, как это было показано в предыдущих главах, на основе использования нелинейных волновых процессов; при этом анализ волнового фронта и его обращение происходят одновременно и автоматически. В лазерной технике более широко используется второй способ, преимуществом которого является относительная простота его реализации и малая инерционность.

Использование ОВФ света в нелинейных средах для улучшения направленности излучения мощных лазеров позволяет, с одной стороны, создать новое поколение оптических систем с параметрами, недостижимыми без применения ОВФ, а с другой — существенно упростить конструкции оптических схем и снизить требования на качество входящих в них элементов.

Наибольшее распространение получили так называемые двухпроходные схемы. Они основаны на пропускании через оптически неоднородный в общем случае усилитель излучения слабого задающего генератора 1 с дифракционной расходимостью (рис. 3.1). Линейно-поляризованное излучение вводится в двухпроходный усилитель через поляризационный светоделительный элемент 2, проходит усилитель 3 и элемент 4, поворачивающий за два прохода через него поляризацию волны на 90° . Таким элементом может быть, например, ячейка Фарадея,

четвертьволновая кристаллическая кварцевая пластинка или ромб Френеля. Первая из них за один проход поворачивает поляризацию на 45° , вторая и третий превращают линейно-поляризованное излучение в циркулярно-поляризованное. За элементом 4 располагается ОВФ-зеркало 5 на ВРМБ.

Если оптические квантовые усилители сохраняют линейную поляризацию излучения, то на ВРМБ-зеркало будет падать волна с однородным по сечению состоянием поляризации: линейным или циркулярным. Так

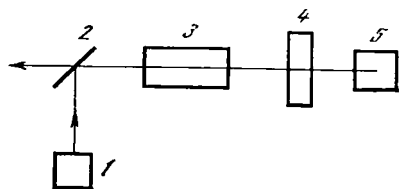


Рис. 3.1. Схема лазера с двухпроходным услителем и ВРМБ-зеркалом

как в ВРМБ-зеркале отражение оптического излучения происходит от скалярной гиперзвуковой волны, то поляризация отраженного и падающего света одинакова. Поэтому после вторичного прохождения через элемент 4 поляризация излучения поворачивается по сравнению с первоначальной на 90° . (В ячейке Фарадея это

происходит за счет ее невзаимности, в кварцевой пластинке и ромбе Френеля — из-за еще одной (четвертьволновой) добавки к разности фаз между двумя ортогонально-поляризованными составляющими световой волны.)

Далее излучение с обращенным волновым фронтом вновь проходит оптический квантовый усилитель 3 с компенсацией возникших при первом прохождении искажений волнового фронта и затем вследствие изменения поляризации высвечивается из лазерной системы через поляризационный светораспределительный элемент 2. В подобных схемах достигнута рекордная на одноканальной лазерной установке яркость оптического излучения ($dI/d\Omega_t \approx 5 \cdot 10^{18}$ Вт/(см²·ср)) [21], резко повышена яркость излучения частотно-импульсных лазеров на кристаллах алюмоитриевого граната невысокого оптического качества [22]. Для увеличения энергосъема на практике удобно использовать четырехпроходовые оптические схемы, основанные на одновременном применении ячеек Фарадея и четвертьволновых элементов вращения поляризации [23].

С помощью ВРМБ была также осуществлена безынерционная компенсация динамических (изменяющихся во времени) фазовых искажений активной среды иодного лазера [24]. С использованием зеркал, обращающих волновой фронт, на макете девятиканальной установки были апробированы способы суммирования излучения многоканальных лазерных систем [25] и удалось в несколько десятков раз повысить яркость излучения.

К настоящему времени с помощью ОВФ существенно улучшены параметры излучения двух типов лазеров — неодимового и иодного, получены предельно высокие значения яркости. Без

сомнения, перспективно использование ОВФ также в ультрафиолетовом (для эксимерных лазеров) диапазоне.

В то же время надо сказать, что использование ВРМБ для ОВФ пространственно-неоднородных (многомодовых) пучков сопровождается возбуждением побочной (необращенной) составляющей, наличие которой мешает достижению предельной яркости излучения и может вызвать такие нежелательные явления, как пробой оптических элементов и т. п. Поэтому для достижения предельной яркости излучения практически удобнее использовать оптически однородные усилители и пропускать через них одномодовые пучки. В этом случае ВРМБ-зеркало не только осуществляет ОВФ, но и в силу пороговой зависимости коэффициента отражения от мощности излучения служит нелинейным фильтром, препятствующим самовозбуждению усилителей.

Оптические схемы с ОВФ существенно усложняются, если усилители или другие оптические элементы деполаризуют проходящее через них излучение. Одна из возможностей компенсации вносимых при этом поляризационных искажений состоит в использовании ОВФ-зеркал, осуществляющих комплексное сопряжение не только полей с линейным состоянием поляризации, но также произвольных монохроматических полей с пространственно-неоднородным состоянием поляризации, т. е. с состоянием, различным по поперечному сечению светового пучка. Такие поля имеют комплексную амплитуду, представимую в плоскости $z = \text{const}$ в общем случае в виде двух ортогональных по поляризациям и поперечным координатам компонент:

$$\mathbf{A} = \mathbf{e}_1 f_1(\mathbf{r}_\perp) + \mathbf{e}_2 f_2(\mathbf{r}_\perp), \quad (3.1)$$

где $(\mathbf{e}_k \mathbf{e}_m) = \delta_{km}$, $(\text{сп}/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} f_k f_m d^2 r_\perp = P_k \delta_{km}$, P_k — мощность каждой из компонент ($k, m = 1, 2$). В результате ОВФ с комплексным сопряжением поляризации амплитуда \mathbf{A} заменяется на

$$\mathbf{A}^* = \mathbf{e}_1^* f_1^*(\mathbf{r}_\perp) + \mathbf{e}_2^* f_2^*(\mathbf{r}_\perp). \quad (3.2)$$

Однако создать ОВФ-зеркало, осуществляющее подобную операцию, достаточно трудно. Например, при использовании для этой цели ЧГОЗ необходимо накачивать его двумя сфазированными парами встречных волн с ортогональными поляризациями. На практике удобнее использовать ВРМБ. Но в ВРМБ-зеркале ОВФ с комплексным сопряжением поляризации осуществляется только для линейно-поляризованных полей, у которых $\mathbf{e}_2 = 0$ и $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_1^*$ [26]. Если же излучение циркулярно-поляризовано, то $\mathbf{e}_2 = 0$ и $\mathbf{e}_1 = x_0 + iy_0$ (x_0 и y_0 — единичные орты в плоскости поперечного сечения пучка $z = \text{const}$). В результате ВРМБ такого излучения $\mathbf{A} = \mathbf{e}_1 f_1$ заменяется на $\mathbf{A}' = \mathbf{e}_1 f_1^*$, т. е. сопрягается лишь сомножитель, зависящий от поперечных координат, а в отноше-

нии поляризационного сомножителя ВРМБ-зеркало не отличается от обычного плоского зеркала.

В связи со сделанным замечанием становится ясно, что ОВФ с комплексным сопряжением поляризации монохроматического излучения произвольного вида (3.1) за счет ВРМБ может быть осуществлено лишь путем сведения излучения к линейно-поляризованному. Это достигается (см. [27]) путем разделения светового пучка поляризационным светоделительным элементом на два луча и поворотом поляризации одного из них на 90° . Далее оба луча с одинаковыми линейными поляризациями направляются в ВРМБ-зеркало, состоящее из светопровода либо из линзы и фазовой пластинки, увеличивающей расходимость падающего на нее излучения до значений, превышающих в несколько раз угол между двумя исходными лучами. В результате ОВФ света в ВРМБ-зеркале каждый из лучей возвращается к поляризационному светоделительному элементу по своему пути. Если эти пути одинаковы (подробнее см. п. 3.2), то после указанного элемента волна с пространственно-неоднородным состоянием поляризации вновь восстанавливается, однако ее амплитуда будет комплексно-сопряжена по отношению к первоначальной. Таким образом осуществляется ОВФ деполаризованного излучения.

3.1.2. Обращение волнового фронта и его применение в среднем инфракрасном диапазоне

Разработка схем ОВФ для среднего ИК-диапазона важна с той точки зрения, что в этом диапазоне существуют наиболее высокоэнергетические лазеры с относительно большим КПД. При обсуждении возможностей применения ОВФ для улучшения направленности лазерного излучения среднего ИК-диапазона необходимо учитывать, что в этом диапазоне длительность обычно используемых импульсов составляет величину, большую 10^{-7} с. Кроме того, ширина отдельных линий люминесценции активной среды, как правило, невелика. В этих условиях расположение перед ОВФ-зеркалом предварительного усилителя приводит к дополнительным эффектам, связанным в конечном счете со взаимодействием в усилителе встречных электромагнитных волн. Здесь существенно, что насыщение активной среды сопровождается уменьшением коэффициента усиления входного сигнала на его пути к ОВФ-зеркалу. Поэтому для эффективной работы всей системы на нее необходимо подавать не слишком слабые входные сигналы, что практически не всегда удобно из-за трудности создания соответствующего задающего генератора.

В этих условиях особенно важно осуществление ОВФ с большим коэффициентом отражения. Рассмотрим соответствующие возможности. Прежде всего заметим, что большие коэффициенты отражения могут быть получены в ЧГОЗ. Однако реализация ЧГОЗ и соответственно ВРМБ в среднем ИК-диапазоне затруд-

нена тем, что здесь, как правило, невелик локальный инкремент:

$$g = \frac{2\pi^2 (\rho de/d\rho)^2 \tau}{c n \rho v_s \lambda_1^3} \quad (3.3)$$

Дело в том, что в условиях нестационарного процесса (именно таковые обычно реализуются на практике) параметр g/τ , характеризующий эффективность нелинейных процессов на стрикционной нелинейности, падает пропорционально $1/\lambda_1^2$. В то же время интенсивность оптического пробоя $I_{пр} \sim 1/\lambda_0^2$. Отсюда следует, что по мере увеличения λ_0 динамический диапазон интенсивностей, при которых возможно осуществление четырехволнового взаимодействия на стрикционной нелинейности в отсутствие оптического пробоя, резко сужается.

Например, для ксенона при давлении $p=35$ атм параметр g/τ (в см/(МВт·с)) равен $5 \cdot 10^5/\lambda_0^2$ [мкм] и при $\lambda_0=3$ мкм пороговая энергия ВРМБ сфокусированных пучков (см. (1.65)) $W_{он} \simeq 0,2$ Дж, а при $\lambda_0=10$ мкм $W_{он}=6$ Дж. В этом же газе интенсивность оптического пробоя $I_{пр}=1,5$ ГВт/см² при $\lambda_0=3$ мкм и $I_{пр}=150$ МВт/см² при $\lambda_0=10$ мкм. Сравнивая приведенные данные, находим, что при длительности импульса $t_0 \simeq 1$ мкс наблюдение ВРМБ возможно только в сравнительно длинных кюветах размерами $L \gtrsim 10$ м. То же самое, по сути, относится и к наблюдению четырехволнового взаимодействия на стрикционной нелинейности.

Более предпочтительными для реализации ЧГОЗ и ВРМБ в среднем ИК-диапазоне представляются оптические волокна. Например, оценки константы g показывают, что для длины волны $\lambda_0=10,6$ мкм в волокнах из KRS-5 (коэффициент поглощения 10^{-4} см⁻¹) длиной $L \gtrsim 10$ м вполне могут быть реализованы как ВРМБ, так и ЧГОЗ при интенсивностях накачек в несколько сотен киловатт на квадратный сантиметр.

Заметим, однако, что из-за большого времени релаксации гиперзвука приведенные значения энергий и интенсивностей относятся только к узкополосному лазерному излучению с шириной линии $\delta\nu \lesssim 10^{-3}$ см⁻¹. При такой узкой линии обычно снижается эффективность ИК-лазеров и уменьшается их энергосъем.

Другой путь получения больших коэффициентов отражения при ОВФ — использование параметрических смесителей с преобразованием излучения частотой ω_0 среднего ИК-диапазона в промежуточный видимый или ближний ИК-диапазон с частотой ω_1 (процессы типа $\omega_0 + \omega_2 = \omega_1$, см. разд. 2.1.5). Эффективность такого преобразования (апконверсии) достигает в настоящее время десятков процентов по числу квантов. Подобное смешение удобно осуществлять так, чтобы промежуточная частота ω_1 приходилась на тот частотный диапазон, где существуют хорошо разработанные оптические усилители и имеются эффективные ВРМБ-зеркала.

Возможен и другой вариант, в котором осуществляется «распадное» трехволновое смешение ($\omega_2 - \omega_0 = \omega_1$). Если необходимо

осуществить ОВФ излучения CO_2 -лазера ($\lambda_0 = 10,6$ мкм), то наиболее подходящим для «распадной» схемы является кристалл тригалата ртути с накачкой от неодимового лазера ($\lambda_2 = 1,06$ мкм). ОВФ излучения на промежуточной частоте ω_1 ($\lambda = 1,18$ мкм) можно осуществлять за счет ВРМБ в жидкостях (TiCl_4 , GeCl_4 , CCl_4 и др.). При этом мощность сигнальной волны ($\lambda_0 = 10,6$ мкм) на входе должна превышать величину

$$P_0 > \frac{P_{\text{оп}}}{k_0} \frac{\omega_0}{\omega_1}, \quad (3.4)$$

где $P_{\text{оп}}$ — пороговая мощность возбуждения ВРМБ, k_0 — коэффициент усиления ИК-излучения при параметрическом распаде накачки с $\lambda_2 = 1,06$ мкм. В то же время при сложении частот ($\omega_1 = \omega_2 + \omega_0$) мощность сигнальной волны должна превысить существенно большую величину

$$P_0 > \frac{P_{\text{оп}}}{\eta_{10}} \frac{\omega_0}{\omega_1}. \quad (3.5)$$

где η_{10} — квантовый выход параметрического преобразования (апконверсии) ИК-излучения в видимый диапазон ($\eta_{10} < 1$).

Оценки показывают, что при интенсивностях накачки $100 \text{ МВт}/\text{см}^2$ (порог разрушения $I_{\text{пр}} = 200 \text{ МВт}/\text{см}^2$ при длительности импульса 30 нс) и длине кристалла $L = 1$ см значение $k_0 = 100$. Используя в качестве ВРМБ-среды TiCl_4 ($P_{\text{оп}} = 30 \text{ кВт}$), получаем, что минимальная мощность излучения CO_2 -лазера в этом случае оказывается $P_0 \approx 10^4$ Вт, а коэффициент отражения с ОВФ может достигать величины $R_0 \approx 10^4 R_1$, где R_1 — коэффициент отражения ОВФ-зеркала на промежуточной частоте, расположенного за параметрическим смесителем.

Экспериментальное исследование ОВФ-зеркал в среднем ИК-диапазоне проводилось главным образом при вырожденном четырехволновом взаимодействии в газообразных резонансных средах (NH_3 , BCl_3 , SF_6 для $\lambda_0 = 10,6$ мкм), в полупроводниках (Ge , $\text{Mg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, InSb для $\lambda_0 = 10,6$ мкм и InSb для $\lambda_0 = 5,3$ мкм), в жидкостях типа CCl_4 на тепловой нелинейности (для $\lambda_0 = 5,3$; $10,6$ мкм) [28, 29]. Максимально достижимые коэффициенты отражения по энергии с ОВФ составили несколько единиц.

Сопряжение ОВФ-зеркала с предварительным усилителем, имеющим коэффициент усиления по слабому сигналу за проход $\sim 10^2 - 10^3$, позволило в диапазоне $\lambda_0 = 10,6$ мкм реализовать (при энергии входного сигнала $W \approx 1$ мДж и длительности импульса 1 мкс) близкий к предельному энергосъем ($\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ Дж}/\text{см}^3$) и получить в двухпроходовой схеме излучение с дифракционной направленностью в условиях, когда расходимость излучения за один проход заметно превышала дифракционный предел [29].

3.2. Лазеры с адаптивной фокусировкой излучения и обработка оптической информации

3.2.1. Системы самонаведения на основе обращения волнового фронта света

Одной из актуальных задач является применение ОВФ-зеркал для автофокусировки мощных лазерных импульсов на термоядерные мишени. Возможны два пути ее решения. Один из них — увеличение яркости лазерного излучения, что способствует более острой его фокусировке на мишень, другой — самонаведение излучения на предварительно подсвеченную мишень. Второй путь технически более труден, чем первый. Дело в том, что подсветка термоядерной мишени во избежание ее преждевременного разрушения должна осуществляться достаточно точно маломощным лазерным импульсом (с энергией $\sim 10^{-6}$ Дж). Но при этом на вход лазерной системы попадает очень слабый блик от мишени, мощность которого даже после усиления в 10^3 — 10^4 раз обычно недостаточна для эффективного возбуждения ВРМБ и насыщения усилителей во время обратного прохода через них обращенной волны.

ОВФ слабых сигналов от термоядерной мишени может быть реализовано с помощью четырехволнового смещения. При этом необходимо, чтобы коэффициент отражения ОВФ-зеркала превышал 10^3 — 10^4 . Такое усиление достигнуто только в четырехволновом гиперзвуковом обращающем зеркале, и поэтому оно, в принципе, может подойти для самонаведения излучения мощной лазерной системы на мишень по рассеянному ею свету. Следует, впрочем, заметить, что создание подходящих опорных волн для накачки такого зеркала представляет довольно сложную задачу.

Рассмотрим предельные возможности основанных на ОВФ систем самонаведения оптического излучения на мишени с малыми угловыми размерами. Допустим, что диффузно-рассеивающая мишень, удаленная на расстояние \mathcal{L} от системы ОВФ, подсвечивается монохроматическим лазерным импульсом с энергией W_0 и мощностью $P_0 = W/t_0$ (t_0 — длительность импульса подсветки). Если θ_0 — расходимость излучения подсветки, то на мишени интенсивность $I_0(s)$ и плотность энергии $w_0(s)$ будут равны

$$I_0(s) = P_0/S_D, \quad w_0(s) = W_0/S_D, \quad (3.6)$$

где s — координата вдоль поверхности мишени, $S_D = \pi D^2/4$, $D = \mathcal{L}\theta_0$ — диаметр лазерного пучка в плоскости мишени.

Мощность излучения, рассеянного единичной площадкой мишени в единицу телесного угла, равна

$$\partial P_0 / \partial \Omega_T = R(s) I_0(s) / 2\pi, \quad (3.7)$$

где $R(s)$ — коэффициент отражения света поверхностью мишени.

На систему ОВФ с входным диаметром D_0 попадает от единичной площадки мишени мощность, равная

$$P'_0 = \frac{(\pi D_0^2/4)}{\mathcal{L}^2} \kappa_0 \frac{R(s) I(s)}{2\pi}, \quad (3.8)$$

где параметр κ_0 учитывает поглощение света, рассеянного мишенью, при его распространении до системы ОВФ.

Если система ОВФ «включается» на время t' , меньшее длительности импульса подсветки t_0 , то энергия, рассеянная единичной площадкой мишени и попадающая на систему ОВФ, равна

$$\omega'_0 = \frac{D_0^2}{8\mathcal{L}^2} \kappa R(s) \omega_0(s), \quad (3.9)$$

где $\kappa = \kappa_0(t_0'/t_0)$. Полная энергия, попадающая на систему ОВФ от всей мишени, определяется формулой

$$W' = \frac{D_0^2}{8\mathcal{L}^2} \kappa \int_{s_D} R(s) \omega(s) ds = \frac{D_0^2}{8} \kappa \int R(\Omega_r) \omega(\Omega_r) d\Omega_r, \quad (3.10)$$

где интеграл берется по плоскости расположения мишени или по телесному углу

$$d\Omega_r = ds/\mathcal{L}^2.$$

Система ОВФ эффективна лишь тогда, когда падающий на нее сигнал больше «приведенных» к ее входу собственных шумов. Рассмотрим сначала систему ОВФ, состоящую из предварительного усилителя и ЧГОЗ.

Если шумы суперлюминесценции усилителя на входе в ЧГОЗ превышают его собственные тепловые шумы (а это справедливо, как уже отмечалось выше, при $k > k_B T/\hbar\Omega$, см. п. 2.3.3), то «приведенная» ко входу мощность шумов всей системы ОВФ в единице телесного угла равна

$$\frac{\partial P_{ш}}{\partial \Omega_r} \simeq \frac{D_0^2 \hbar \omega_0}{16\lambda_0^2} G, \quad (3.11)$$

где G — введенный выше «временной» инкремент, определяющий фактически полосу ЧГОЗ в неустойчивом режиме его работы. Энергия «приведенного» шума в единицу телесного угла в неустойчивом режиме работы ЧГОЗ определяется формулой (см. (2.133))

$$\frac{\partial W_{ш}}{\partial \Omega_r} = \frac{\hbar \omega_0}{\lambda_0^2} D_0^2.$$

Обозначая через $d\Omega_r$ элемент телесного угла, находим

$$W_{ш} = D_0^2 \int \frac{\hbar \omega}{\lambda_0^2} d\Omega_r, \quad (3.12)$$

где интегрирование берется в пределах угла видения ЧГОЗ. Сравнивая (3.10) и (3.12), замечаем, что сигнал от мишени больше «приведенного» шума, если

$$\frac{D_0^2}{8} \kappa \int R \omega d\Omega_T \gg D_0^2 \int \frac{\hbar \omega}{\lambda_0^2} d\Omega_T. \quad (3.13)$$

Если с помощью системы ОВФ регистрируется изображение мишени, то свет, отраженный от ОВФ-зеркала, направляется на линзу, которая проецирует изображение подсвечиваемой мишени на запоминающее устройство (например, фотопленку). В этом случае для регистрации изображения не обязательно требовать выполнения интегрального условия (3.13). Достаточно потребовать, чтобы сигнал превышал шум только той области телесных углов, где он присутствует, т. е.

$$(\kappa/8) R(s) \omega(s) \gg \hbar \omega / \lambda_0^2. \quad (3.14)$$

Там же, где сигнала нет ($R(s) = 0$), будет шумовой спекл-неоднородный фон.

Для самонаведения излучения на мишени выполнения условия (3.14) недостаточно. Необходимо выполнить интегральное условие (3.13). Если размеры мишени D_m равны или превышают диаметр подсвечиваемого ее пучка и коэффициент $R(s)$ слабо изменяется вдоль поверхности мишени, то условия (3.13) и (3.14), по сути, совпадают. Если же $D_m \ll D$, то условие (3.13) сводится к следующему:

$$\left(\frac{D_m}{D}\right)^2 \frac{\kappa}{8} R \omega \gg \frac{\hbar \omega_0}{\lambda_0^2}. \quad (3.15)$$

При его выполнении свет, падающий в систему ОВФ, направляется обратно на мишень с дифракционной расходимостью, определяемой апертурой этой системы. Вся выходная энергия достигает мишени, если $\lambda_0 \mathcal{L} / D_0 \ll D_m$. Для оценки возможности использования подобных систем самонаведения в установках, предназначенных для осуществления лазерного термоядерного синтеза, найдем исходя из формулы (3.15) необходимую плотность энергии на мишени:

$$\omega \gg \frac{8}{\kappa R} \frac{\hbar \omega_0}{\lambda_0^2} \left(\frac{D}{D_m}\right)^2. \quad (3.16)$$

При $R = 0,1$, $\kappa \approx 0,1$ (френелевские потери), $D/D_m \approx 10$ для излучения неодимового лазера ($\lambda_0 = 1,06$ мкм) плотность энергии света на термоядерной мишени должна удовлетворять условию $\omega \gg 2 \times 10^{-8}$ Дж/см². Чтобы построить изображение мишени, достаточно выполнить более мягкое условие (см. (3.14)): $\omega \gg 2 \cdot 10^{-8}$ Дж/см².

Если система ОВФ состоит из предварительного усилителя и ВРМБ-зеркала, то ситуация может измениться. Здесь следует различать два случая: ВРМБ-зеркало на основе светопровода и

ВРМБ-зеркало на основе свободной фокусировки излучения. В первом случае при достаточно больших коэффициентах усиления предварительного усилителя принципиального отличия от ЧГОЗ нет (за тем лишь исключением, что под t_0' следует подразумевать время включения предварительного усилителя).

Во втором случае возможны различия, связанные с тем, что ВРМБ-зеркало на основе свободной фокусировки обладает селективными свойствами: при длине среды, меньшей или порядка длины фокальной перетяжки, оно преимущественно отражает ту часть излучения, у которой интенсивность в фокальной плоскости наибольшая. Это означает, что если выполнено условие (3.14), то ВРМБ-зеркало, в принципе, может отделить полезный сигнал от примешанного к нему шума суперлюминесценции. Тогда условие (3.14) становится достаточным для самонаведения оптического излучения на мишень, размеры которой D_* малы по сравнению с размерами освещенной области D .

3.2.2. Генерация излучения в резонаторах с обращаемыми волновой фронт зеркалами

Самонаведение излучения на мишень в установках для достижения лазерного термоядерного синтеза, а также в ряде других случаев может быть осуществлено не только за счет предварительной подсветки мишени. Перспективными представляются схемы, позволяющие возбуждать между мишенью и источником излучения самоподстраивающийся (адаптивный по отношению к оптически неоднородной среде) световой пучок, волновой фронт которого скорректирован так, чтобы обеспечить оптимальный перенос энергии от лазерной системы на мишень. Формирование пучка с требуемым волновым фронтом достигается в условиях, когда мишень и ОВФ-зеркало (или два ОВФ-зеркала, оптически связанные через мишень) образуют адаптивный резонатор, самовозбуждение которого приводит к генерации излучения, фокусирующегося непосредственно на мишень.

Поперечная структура пучка, возбуждающегося в подобном адаптивном резонаторе, обеспечивает его передачу от одного ОВФ-зеркала к другому (или к самому себе) с минимальными потерями мощности [30, 31].

Для доказательства этого утверждения рассмотрим в квазиоптическом приближении резонатор с двумя ОВФ-зеркалами, заполненный в общем случае неоднородной средой (рис. 3.2). Обозначим через H_{10} квазиоптический оператор, описывающий пересчет комплексной амплитуды

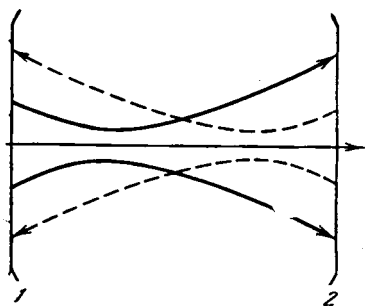


Рис. 3.2. Схематическое изображение адаптивного резонатора с двумя ОВФ-зеркалами

ды поля $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, z)$ из плоскости одного ОВФ-зеркала ($z=0$) к плоскости другого ($z=l$):

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, l) = \hat{H}_{l0} \mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r'_\perp H(0, l, \mathbf{r}'_\perp, \mathbf{r}_\perp) \mathcal{E}(\mathbf{r}'_\perp, 0), \quad (3.17)$$

где $H(0, l, \mathbf{r}'_\perp, \mathbf{r}_\perp)$ — ядро соответствующего оператора. Мощность поля P_2 на апертуре второго ОВФ-зеркала равна

$$P_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}(\mathbf{r}'_\perp, l)|^2 d^2 r''_\perp = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r_\perp \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r'_\perp \mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp) \times \\ \times \mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0) \mathcal{E}^*(\mathbf{r}'_\perp, 0), \quad (3.18)$$

где

$$\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r''_\perp H(0, l, \mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}''_\perp) H^*(0, l, \mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp). \quad (3.19)$$

Пространственные и угловые характеристики ОВФ-зеркала не входят в явном виде в (3.19). Однако их нетрудно учесть, если в функцию $H(0, l, \mathbf{r}'_\perp, \mathbf{r}_\perp)$ включить члены, описывающие диафрагмы и пространственные фильтры, которые определяют пространственно-угловые характеристики указанных зеркал.

Нетрудно видеть, что $\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp)$ — эрмитово ядро, т. е.

$$\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp) = \mathcal{K}^*(\mathbf{r}'_\perp, \mathbf{r}_\perp). \quad (3.20)$$

Это означает, что собственные функции интегрального уравнения

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r'_\perp \mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp) \Phi_m(\mathbf{r}'_\perp) = \lambda_m \Phi_m(\mathbf{r}_\perp) \quad (3.21)$$

являются ортонормированными, собственные числа λ_m — действительные, а само ядро $\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp)$ представимо в виде ряда (теорема Мерсера):

$$\mathcal{K}(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp) = \sum_{m=1}^{\infty} \lambda_m \Phi_m(\mathbf{r}_\perp) \Phi_m^*(\mathbf{r}'_\perp). \quad (3.22)$$

Подставляя (3.22) в (3.18), находим

$$P_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \lambda_m |a_m|^2, \quad (3.23)$$

где

$$a_m = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r_\perp \mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0) \Phi_m(\mathbf{r}_\perp) \quad (3.24)$$

— коэффициенты разложения комплексной амплитуды $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0)$

по ортонормированным функциям φ_m . Мощность поля $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0)$ на апертуре первого ОВФ-зеркала при этом записывается в виде

$$P_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{r}_\perp |\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0)|^2 = \sum_{m=1}^{\infty} |a_m|^2. \quad (3.25)$$

Определим, при каком распределении поля $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0)$ на апертуре первого ОВФ-зеркала мощность P_2 поля $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, l)$ на апертуре второго ОВФ-зеркала будет максимальна.

Допустим, что все собственные числа различны и максимальное из них λ_1 . Тогда, фиксируя P_1 , замечаем, что мощность P_2 максимальна, если все значения $|a_m|^2 = 0$, кроме a_1 . Это значит, что мощность P_2 на апертуре второго ОВФ-зеркала достигает максимума в том случае, когда поперечная структура поля $\mathcal{E}(\mathbf{r}_\perp, 0)$ на апертуре первого ОВФ-зеркала совпадает с собственной функцией $\varphi_1(\mathbf{r}_\perp)$ уравнения (3.21).

Докажем теперь, что функция $\varphi_1(\mathbf{r}_\perp)$ является также основной модой резонатора, составленного из двух рассматриваемых нами ОВФ-зеркал.

Составим интегральное уравнение для собственных мод ψ_m резонатора с ОВФ-зеркалами:

$$\nu_m \psi_m(\mathbf{r}_\perp, 0) = R_1 \hat{H}_{0l} R_2 [\hat{H}_{l0} \psi_m(\mathbf{r}_\perp, 0)]^*, \quad (3.26)$$

или

$$\begin{aligned} \nu_m \psi_m(\mathbf{r}_\perp, 0) = & R_1 R_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r'_\perp \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r''_\perp H^*(l, 0, \mathbf{r}'_\perp, \mathbf{r}_\perp) \times \\ & \times H(0, l, \mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}''_\perp) \psi_m(\mathbf{r}''_\perp). \end{aligned} \quad (3.27)$$

Здесь R_1, R_2 — коэффициенты отражения ОВФ-зеркал, ν_m — коэффициенты, характеризующие оптические потери собственной моды в резонаторе. Значения $\nu_m > 1$ соответствуют усилению излучения на трассе, значения $\nu_m < 1$ — ослаблению. Если среда внутри резонатора взаимна, т. е.

$$H(0, l, \mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp) = H(l, 0, \mathbf{r}'_\perp, \mathbf{r}_\perp), \quad (3.28)$$

то уравнения (3.26) и (3.27) тождественны, при этом

$$\varphi_m = \psi_m. \quad (3.29)$$

Отсюда следует, что основная мода, генерируемая в резонаторе с ОВФ-зеркалами, переносит излучение от одного ОВФ-зеркала к другому с минимальными потерями мощности.

Для однородной среды, с прямоугольными и гауссовыми диафрагмами на апертурах ОВФ-зеркал уравнение (3.26) допускает точное решение [32]. Основная мода резонатора с гауссовыми диафрагмами имеет вид

$$\varphi_1(r_\perp) = \exp\left(-\frac{ik}{2l} r_\perp^2\right) \exp\left[-\frac{r_\perp^2 \rho_1^2}{2} \left(\rho_1^{-4} + \frac{k^2 \rho_2^2}{4l^2 \rho_1^2}\right)\right], \quad (3.30)$$

где ρ_1 и ρ_2 — полуширины гауссовых диафрагм на апертуре первого и второго ОВФ-зеркал. Качественно структура основной моды резонатора с двумя ОВФ-зеркалами изображена на рис. 3.2 (сплошными линиями показано изменение радиуса пучка, распространяющегося от первого ОВФ-зеркала 1 ко второму 2, а штриховыми — изменение радиуса встречного пучка).

Если резонатор содержит одно ОВФ-зеркало и плоский отражатель, то его собственные моды будут совпадать с модами эквивалентного резонатора, составленного из ОВФ-зеркал и его изображения в плоском отражателе. Качественно структуру основной моды такого резонатора можно увидеть на том же рис. 3.2, если в его середине между двумя ОВФ-зеркалами расположить плоский отражатель.

Эквивалентные резонаторы могут быть построены также для оптических систем, содержащих ОВФ-зеркала, линзы, вогнутые или выпуклые отражатели. Например, ОВФ-зеркало и линза могут быть заменены изображением ОВФ-зеркала в линзе, построенным по формулам геометрической оптики.

Изложенные здесь результаты относятся к тому случаю, когда среда, заполняющая пространство между ОВФ-зеркалами, линейная. Если же существенны нелинейные свойства среды, то использование ОВФ-зеркал не обеспечивает в общем случае оптимальную передачу излучения [33, 34].

3.2.3. Адаптивная обработка оптической информации

ОВФ-зеркала можно использовать для измерений параметров нелинейных сред, обработки оптической информации, для управления параметрами лазерного излучения.

Измерение периода и времени релаксации гиперзвука удобно производить с помощью интерферометра Майкельсона, включающего ВРМБ-зеркало на исследуемой жидкости (рис. 3.3) [35—37]. Лазерный луч проходит через поляризационный светоделительный элемент 1 и далее делится анизотропным клином 2 на два луча примерно равной интенсивности (для этого поляризация излучения ориентируется под углом 45° к соответствующим осям кристалла). Поляризация одного из лучей поворачивается полуволновой пластинкой 3 на 90° , и затем оба луча с одинаковыми поляризациями направляются на ВРМБ-зеркало, где происходит обращение их волнового фронта. Если оптический путь первого луча от анизотропного клина до ВРМБ-зеркала равен \mathcal{L}_1 , то соответствующий фазовый набег на пути \mathcal{L}_1 равен $k_0\mathcal{L}_1$. У обращенного луча аналогичный набег равен $k_1\mathcal{L}_1 + \varphi_1$, где φ_1 — постоянная по сечению фаза, вносимая ВРМБ-зеркалом в первый луч. Разность этих набегов ψ_1 определяет относительную фазу первого луча, возвратившегося к анизотропному клину после отражения в ВРМБ-зеркале:

$$\psi_1 = k_0\mathcal{L}_1 - (k_1\mathcal{L}_1 + \varphi_1) = \Delta k\mathcal{L}_1 - \varphi_1, \quad (3.31)$$

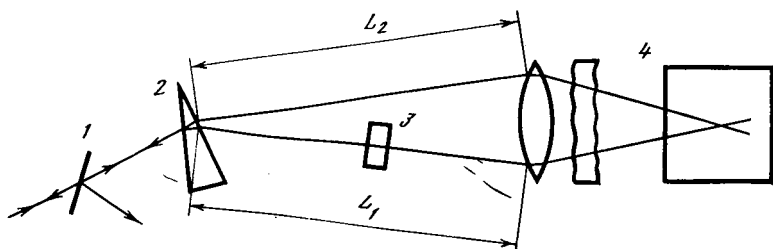


Рис. 3.3. Схема эксперимента по измерению фазовых флуктуаций излучения, отраженного ВРМБ-зеркалом

где $\Delta k = \Delta\omega/c = 2\pi\Delta\nu$ — разность волновых векторов падающей и отраженной волн, $\Delta\nu$ — частотный сдвиг в ВРМБ-зеркале. Аналогичным образом для второго луча

$$\psi_2 = \Delta k \mathcal{L}_2 - \varphi_2, \quad (3.32)$$

где φ_2 — постоянная по сечению фаза, вносимая ВРМБ-зеркалом во второй луч.

Если ОВФ обоих лучей происходит совместно (а для этого оба луча необходимо «перемешать» в среде ВРМБ-зеркала с помощью фазовой пластинки), то $\varphi_1 = \varphi_2$. В этом случае разность относительных фаз обоих лучей ψ_1 и ψ_2 не зависит от случайных величин φ_1 и φ_2 и равна

$$\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2 = \Delta k \Delta\mathcal{L}, \quad (3.33)$$

где $\Delta\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 - \mathcal{L}_2$ — разность оптических путей. Если $\Delta\psi = 2\pi m$ (m — целое число), то оба обращенных луча синфазны и на анизотропном клине складываются в пучок той же поляризации, что и исходный. Если же $\Delta\psi = 2\pi(m + 1/2)$, то обращенные лучи возвращаются в противофазе и при их сложении на анизотропном клине формируется волна с поляризацией, ортогональной по отношению к той поляризации, которая была у исходной волны.

Из сказанного ясно, что интенсивность света, отраженного поляризационным светоделиТЕЛЬным элементом 1, периодически зависит от разности оптических путей $\Delta\mathcal{L}$. Измеряя эту зависимость, нетрудно определить частотный сдвиг $\Delta\nu$. И наоборот, если значение $\Delta\nu$ известно, то можно определить величину $\Delta\mathcal{L}$, что представляет интерес, например, для измерения малых вариаций длины больших трасс.

Если же каждый из лучей отразить с ОВФ за счет ВРМБ в той же нелинейной среде, но независимо друг от друга, то поляризация обращенной волны после анизотропного клина 2 периодически зависит от разности фаз $\varphi_1 - \varphi_2$. Эта разность фаз случайно изменяется во времени с характерным масштабом, определяемым обратной шириной линии ВРМБ (см. (1.36)). Измеряя

период этих осцилляций, можно найти время релаксации гиперзвука τ .

Если же нелинейные среды для каждого из лучей разные, то поляризация обращенной волны периодически зависит также от разности частот гиперзвука в обеих средах. Таким образом можно измерить разность частотных сдвигов ВРМБ двух сред.

Времена релаксации нелинейных решеток можно измерить с помощью ОВФ не только в условиях ВРМБ, но и вырожденного четырехволнового взаимодействия, когда частоты всех световых волн близки друг к другу. Для этого в схеме ОВФ, основанной на вырожденном четырехволновом взаимодействии, необходимо измерить зависимость коэффициента отражения от частотного сдвига между сигнальной волной и интерферирующей с ней накачкой. По значению коэффициента отражения можно определить компоненты тензора кубичной восприимчивости, а по характеру его частотной зависимости — времена релаксации тензора анизотропии, температурных или гиперзвуковых возмущений.

Подобным же образом может быть измерена длина когерентности оптического излучения. Для этого на среду с большим временем релаксации нелинейных решеток подается импульс сигнальной волны, смещенный в пространстве относительно импульса накачки. Если это смещение $\Delta \mathcal{L}$ превысит длину когерентности $c/\delta\omega_0$, то коэффициент отражения начинает уменьшаться. Таким образом можно определить характерную ширину частотного спектра излучения $\delta\omega_0$.

Для нахождения распределения фазы светового пучка по его поперечному сечению также могут быть использованы методы, основанные на ОВФ. Один из таких методов заключается в наложении исследуемого пучка на точно такой же пучок, но имеющий обращенный волновой фронт (см. п. 2.1.2). С его помощью можно, например, контролировать плоскостность волнового фронта.

Весьма простым методом контроля плоскостности, а в более общем случае и сферичности волнового фронта является метод, основанный на измерении порога ВРМБ сфокусированного светового пучка. Если пучок имеет квадратичную фазовую модуляцию, то независимо от кривизны его волнового фронта порог ВРМБ при острой фокусировке излучения в нелинейную среду минимален и определяется формулами (1.65) или (1.66). Если же модуляция фазы описывается полиномом более высокой степени, чем вторая, то порог ВРМБ возрастает. Отсюда ясно, что, располагая на пути светового пучка с квадратичным профилем фазы разнообразные оптические элементы, можно контролировать их качество, измеряя для этого отличие порога ВРМБ от минимального порога, который был до внесения контролируемого элемента.

Перечень возможностей использования ОВФ для интерферометрических измерений, регистрации параметров линейных и нелинейных сред и оптического излучения достаточно широк. Достаточно упомянуть основанные на ОВФ методы измерения слабых искажений волнового фронта широкоапертурных световых

пучков, регистрации малых вариаций длины больших трасс, видения через случайно-неоднородные среды, выделения сигналов на фоне шумов и т. д.

Представляют интерес также методы фазовой и амплитудной модуляции обращенной волны, умножения фазы оптического сигнала, измерения когерентности светового пучка, корреляционной обработки сложных пространственно-неоднородных и многочастотных полей и т. д. (см. [38]). Вместе с тем следует подчеркнуть, что в отличие от проблемы формирования оптимальной пространственной структуры лазерных пучков, где методы ОВФ стали уже рабочим инструментом исследователя, вопросы обработки оптической информации с помощью ОВФ в настоящее время изучены недостаточно. Поэтому сравнивать конкурентоспособность ОВФ с другими методами обработки оптической информации сейчас трудно, и в этой связи необходимы дальнейшие исследования.

Заметим, наконец, что аналогичные проблемы, связанные с применением ОВФ для обработки информации, переносимой волнами, встречаются не только в оптике, но и в акустике. Поэтому исследование ОВФ звуковых волн может оказать влияние на развитие методов регистрации пространственно-временной структуры звука [39].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фабелинский И. Л.* Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965. 503 с.
2. *Рытов С. М.* Корреляционная теория тепловых флуктуаций в изотропной среде.—ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 1, с. 166—178.
3. *Denariéz M., Bret G.* Investigation of Rayleigh wings and Brillouin-stimulated scattering in liquids.—Phys. Rev., 1968, vol. 171, N 1, p. 160—171.
4. *Pohl D., Maier M., Kaiser W.* Phonon lifetimes measured in amplifiers for Brillouin radiation.—Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 20, N 8, p. 366—371.
5. *Беспалов В. И., Пасманик Г. А.* Параметрическое преобразование и вынужденное рассеяние некогерентного света.—Изв. вузов. Радиофизика, 1976, т. 19, № 5—6, с. 634—652.
6. *Сидорович В. Г.* К теории «бриллюэновского зеркала».—ЖТФ, 1976, т. 46, № 10, с. 2168—2174.
7. *Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М., Мандросов В. И.* О комплексном сопряжении полей при ВРМБ.—Квантовая электрон., 1976, т. 3, № 11, с. 2467—2470.
8. *Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А.* Воспроизведение волны накачки в излучении вынужденного рассеяния.—Изв. вузов. Радиофизика, 1978, т. 21, № 7, с. 961—980.
9. *Зельдович Б. Л., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С.* О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна.—Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, № 3, с. 160—164.
10. *Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В.* и др. Об инкрементах усиления стоксовых полей при вынужденном рассеянии пространственно-неоднородного излучения.—Квантовая электрон., 1981, т. 8, № 4, с. 891—893.
11. *Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В.* О соотношении коэффициентов усиления обращенной и необращенной волн при вынужденном рассеянии света.—ДАН СССР, 1981, т. 257, № 5, с. 1116—1118.
12. *Грасюк А. З., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С.* Увеличение яркости излучения с помощью бриллюэновского лазера.—В кн. Квантовая электроника/Под ред. Н. Г. Басова. М.: Сов. радио, 1971, № 1, с. 70—78.
13. *Ковалев В. И., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С.* Влияние насыщения на усиление света при ВРМБ.—ЖЭТФ, 1973, т. 64, № 6, с. 2028—2031.
- 13а. *Горбунов В. А., Паперный С. Б., Петров В. Ф., Старцев В. Р.* Временное сжатие импульсов при ВРМБ в газах.—Квантовая электрон., 1983, т. 10, № 7, с. 1386—1395.
14. *Yariv A.* Compensation for atmospheric degradation of optical beam transmission by nonlinear optical mixing.—Opt. Commun., 1977, vol. 21, N 1, p. 49—50.
15. Pat. 3449577 (US). Controlled transmission of waves through inhomogeneous media/*H. W. Kogelnik.* Field 23.10.1965, p. 19.
16. *Степанов Б. И., Ивакин Е. В., Рубанов А. С.* О регистрации плоских и объемных динамических голограмм в просветляющих веществах.—ДАН СССР, 1971, т. 196, № 3, с. 567—569.
17. *Bloom D. M., Liao P. F., Economou N. P.* Observation of amplified reflection by degenerate four-wave mixing in atomic sodium vapor.—Opt. Lett., 1978, vol. 2, N 3, p. 58—60.
18. *Lind R. C., Steel D. G.* Demonstration of the longitudinal modes and aberration-correction properties of a continuous wave dye laser with a phase-conjugate mirror.—Opt. Lett., 1981, vol. 6, N 11, p. 554—557.

19. Беспалов В. И., Бубис Е. Л., Кулагина С. Н. и др. ВРМБ в поле встречных световых волн.— Квантовая электрон., 1982, т. 9, № 12, с. 2367—2372.
20. Матвеев А. З. Шумы четырехволновых гиперзвуковых зеркал в режиме абсолютной неустойчивости.— Квантовая электрон., 1985, т. 12, № 4, с. 505—512.
21. Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Котов А. В. и др. Исследование схем для получения мощных коротких импульсов с обращением волнового фронта излучения в ВРМБ-зёркале.— Квантовая электрон., 1980, т. 7, № 2, с. 372—375.
22. Зубарев И. Г., Миронов А. Б., Михайлов С. И. Одномодовая система генератор-усилитель импульсно-периодического действия с обращением волнового фронта.— Квантовая электрон., 1980, т. 7, № 9, с. 2035—2038.
23. Андреев Н. Ф., Пасманик Г. А., Пашинин П. П. и др. Многопроходовый усилитель с полным использованием апертуры активного элемента.— Квантовая электрон., 1983, т. 10, № 5, с. 1016—1019.
24. Долгополов Ю. В., Комаревский В. А., Кормер С. Б. и др. Экспериментальное исследование возможностей применения обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама—Бриллюэна.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 3, с. 908—922.
25. Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г. и др. Управление характеристиками обращающих зеркал в режиме усиления.— Квантовая электрон., 1981, т. 8, № 10, с. 2151—2156.
26. Блащук В. Н., Зельдович Б. Я., Крашенников В. Н. и др. Вынужденное рассеяние деполаризованного излучения.— ДАН СССР, 1978, т. 241, № 6, с. 1322—1325.
27. Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г. и др. Обращение волнового фронта при ВРМБ деполаризованной накачки.— Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 4, с. 215—218.
28. Басов Н. Г., Ковалев В. И., Файзуллоев Ф. С. Обращение волнового фронта в среднем ИК-диапазоне длин волн.— В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах/Под ред. В. И. Беспалова. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 18—39.
29. Бетин А. А., Горячкин Д. А., Дятлов А. И. и др. Особенности работы двухпроходового CO₂-усилителя с ОВФ-зеркалом.— В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах/Под ред. В. И. Беспалова. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 40—62.
30. Резников М. И., Хижняк А. И. О свойствах резонаторов с зеркалом, обращающим волновой фронт.— Квантовая электрон., 1980, т. 7, № 5, с. 1105—1108.
31. Манишин В. Г., Пасманик Г. А. К вопросу об оптимальной коррекции оптического излучения, распространяющегося в линейной среде.— Изв. вузов. Радиофизика, 1981, т. 24, № 8, с. 986—991.
32. Бельдюгин И. М., Земсков Е. М. О полях в резонаторе лазера с зеркалом, обращающим волновой фронт.— В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 160—169.
33. Воронцов М. А., Кандидов В. П., Сухоруков А. П., Чесноков С. С. Управление лазерными пучками в нелинейных средах. Проблемы подавления нелинейных искажений.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, № 8, с. 1622—1630.
34. Большов Л. А., Власов Д. В., Дыхне А. М., Старостин А. Н. К теории компенсации нелинейных искажений светового пучка с помощью обращения волнового фронта.— ДАН СССР, 1980, т. 251, № 6, с. 1371—1374.
35. Беспалов В. И., Бетин А. А., Пасманик Г. А., Шилов А. А. Наблюдение временных осциллирующих поля в излучении вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 668—672.
36. Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Миронов А. Б. и др. О флуктуациях фазы стоксовой волны при вынужденном рассеянии света.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 685—688.
37. Васильев М. В., Гуламирян А. Л., Мамаев А. В. и др. Регистрация флук-

- туаций фазы вынужденно-рассеянного света.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 11, с. 673—677.
38. *Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С.* Динамическая самодифракция когерентных световых пучков.— УФН, 1979, т. 129, № 1, с. 113—174.
39. *Брысев А. П., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Казаров Ю. Е.* Экспериментальная модель параметрического обращающего фазу усилителя звука (ПОФУЗ) на ниобате лития.— Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 9, с. 546—549.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
ВВЕДЕНИЕ	5
Глава I	
ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА	9
1.1. Физическая картина вынужденного рассеяния и его основные особенности	9
1.1.1. Природа и классификация различных видов вынужденного рассеяния	9
1.1.2. Исходные уравнения	11
1.1.3. Стационарное рассеяние	17
1.1.4. Нестационарное рассеяние	23
1.1.5. Нелинейный режим вынужденного рассеяния	27
1.1.6. Порог вынужденного рассеяния и его зависимость от пространственно-временной структуры накачки	33
1.2. Эффекты воспроизведения и обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии световых пучков	36
1.2.1. Формирование стоксовой волны в поле одномодовых пучков накачки	36
1.2.2. Уравнения, описывающие вынужденное рассеяние многомодовых пучков накачки	37
1.2.3. Усиление некоррелированных стоксовых волн в поле многомодовых пучков накачки	39
1.2.4. Усиление коррелированных с накачкой стоксовых волн	43
1.2.5. Воспроизведение волны накачки в излучении вынужденного рассеяния	46
1.2.6. Воспроизведение комплексно-сопряженной волны накачки в излучении вынужденного рассеяния и обращение волнового фронта	49
1.2.7. Экспериментальное исследование обращения волнового фронта света при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна	51
1.2.8. Экспериментальное исследование эффекта воспроизведения при попутном вынужденном комбинационном рассеянии	54
1.2.9. Обращение волнового фронта немонохроматического и частично-когерентного излучений	55
1.2.10. Условия реализации обращения волнового фронта света при вынужденном рассеянии Мандельштама — Бриллюэна	59
1.3. Преобразование многомодовой накачки в волну с дифракционной расходимостью	60
1.3.1. Необходимые условия преобразования для монохроматического излучения	60
1.3.2. О преобразовании некогерентного и пространственно-неоднородного монохроматического излучений в условиях стоксантистоксова взаимодействия	62

1.3.3.	Укорочение импульсов при встречном вынужденном рассеянии	64
Глава 2		
ТРЕХ- И ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕЩЕНИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН		66
2.1.	Удвоение частоты и трехволновое взаимодействие комплексно-сопряженных полей	66
2.1.1.	Физические основы трехволнового взаимодействия и комплексное сопряжение световых волн	66
2.1.2.	Сложение и вычитание частот комплексно-сопряженных световых волн	70
2.1.3.	О формировании излучения второй гармоники с плоским волновым фронтом в процессе удвоения частоты	71
2.1.4.	Параметрическое смещение световых полей в неоднородных средах с компенсацией искажений волнового фронта	76
2.1.5.	Использование параметрического смещения световых полей для обращения их волнового фронта в широком диапазоне длин волн	79
2.2.	Вырожденное четырехволновое взаимодействие лазерных пучков	82
2.2.1.	Общая характеристика обращения волнового фронта света в кубичных средах	82
2.2.2.	Классификация методов обращения волнового фронта света в кубичных средах	84
2.2.3.	Расчет стационарного коэффициента отражения „	88
2.2.4.	Обращение волнового фронта света в средах с тепловой нелинейностью	92
2.2.5.	Обращение волнового фронта света в резонансных средах	94
2.2.6.	Обращение волнового фронта света в средах с двухквантовым поглощением	97
2.3.	Невырожденное четырехволновое взаимодействие	99
2.3.1.	Теория четырехволновых гиперзвуковых обращающих зеркал	99
2.3.2.	Экспериментальное исследование четырехволновых гиперзвуковых обращающих зеркал	103
2.3.3.	Шумы четырехволновых гиперзвуковых обращающих зеркал	108
Глава 3		
АДАПТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ		112
3.1.	Генерация высоконаправленного излучения в лазерах с обра- щаемыми волновой фронт зеркалами	112
3.1.1.	Лазеры видимого и ближнего инфракрасного диапазонов	112
3.1.2.	Обращение волнового фронта и его применение в среднем инфракрасном диапазоне	116
3.2.	Лазеры с адаптивной фокусировкой излучения и обработка оптической информации	119
3.2.1.	Системы самонаведения на основе обращений волнового фронта света	119
3.2.2.	Генерация излучения в резонаторах с обращаемыми волно- вой фронт зеркалами	122
3.2.3.	Адаптивная обработка оптической информации	125
Литература		129