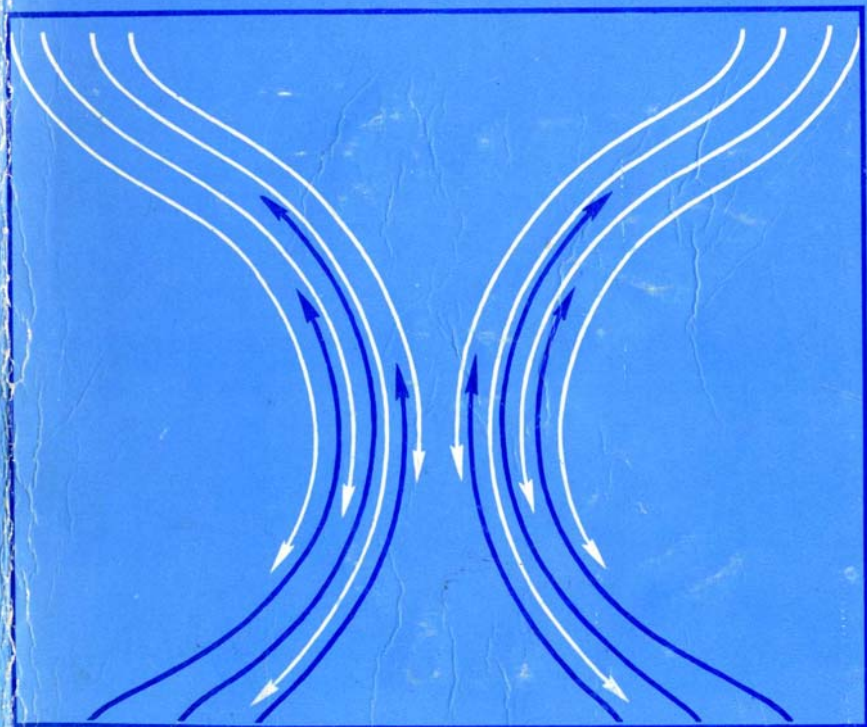


**ОБРАЩЕНИЕ
ВОЛНОВОГО ФРОНТА
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ**



ГОРЬКИЙ 1979

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

ОБРАЩЕНИЕ
ВОЛНОВОГО ФРОНТА
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Сборник
научных трудов

Горький
1979

Издано по решению Редакционно-издательского
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 535.375

В сборник включены обзорные и оригинальные статьи, содержание которых отражает современное состояние исследований в области обращения волнового фронта (ОВФ) оптического излучения в нелинейных средах. Изложены новые результаты по исследованию методов ОВФ, работе лазерных систем с использованием элементов ОВФ, динамике генерации излучения в лазерах с зеркалами, обращающими волновой фронт. Приведен библиографический перечень литературы по методам ОВФ в нелинейных оптических процессах и использованию этого явления для решения ряда проблем.

Сборник предназначен для специалистов, работающих в области голографии, нелинейной и когерентной оптики, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Ответственный редактор
В.И.БЕСПАЛОВ

В сборнике использованы следующие сокращения:

ОВФ	- обращение волнового фронта,
ВР	- вынужденное рассеяние,
ВРМБ	- вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэн
ВКР	- вынужденное комбинационное рассеяние,
ОКГ	- оптический квантовый генератор,
ЛТС	- лазерный термоядерный синтез,
УТС	- управляемый термоядерный синтез.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние годы все большее внимание исследователей привлекается к проблемам адаптивной оптики, связанным главным образом с формированием волнового фронта оптического излучения для улучшения условий его распространения. Особый интерес эти вопросы представляют в приложении к проблемам передачи оптического излучения через неоднородные среды, оптимальной фокусировки световых импульсов в установках для исследований по лазерному термоядерному синтезу.

Среди исследований по адаптивной оптике важное место занимает тематика предлагаемого сборника — обращение волнового фронта оптического излучения методами нелинейной оптики. В сборник объединены статьи, посвященные изучению и использованию различных аспектов этого нового физического явления. Статьи написаны ведущими в данной области специалистами и включают результаты исследований в различных научных центрах страны.

Приятно отметить, что всеми авторами идея издания сборника, отражающего современное состояние исследований по обращению волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах, была активно поддержана и благодаря этому стало возможным в короткое время закончить всю подготовительную работу. Особенно много было сделано Г.А.Пасмаником.

Сборник состоит из введения, в котором дан краткий обзор проблемы, предназначенный в первую очередь для тех, кто начинает знакомиться с работами по обращению волнового фронта методами нелинейной оптики, и трех разделов: "Методы обращения волнового фронта", "Лазерные системы с использованием обращения волнового фронта", "Оптические генераторы

с зеркалами, обращающими волновой фронт". Указанное разделение несколько условно, так как в ряде работ в той или иной мере затрагиваются вопросы, относящиеся ко всем разделам.

В сборник также включен библиографический перечень работ, относящихся (прямо или косвенно) к проблеме обращения волнового фронта в нелинейных оптических процессах и возможностях использования этого явления.

Во всех статьях при необходимости сослаться на ту или иную работу указывается ее порядковый номер в перечне. Библиография, не вошедшая в перечень, приводится в конце статей. Ссылки на эти работы помечаются их порядковым номером со звездочкой. В составлении списка литературы принимали участие А.А.Бетин, И.Г.Зубарев, С.Н.Кулагина, С.М.Куликов, Г.Г.Кочемасов, А.З.Матвеев, Г.А.Пасманик, В.Г.Сидорович, С.А.Сухарев, А.А.Шилов.

В.И.Беспалов

КРАТКИЙ ОБЗОР ПРОБЛЕМЫ

В.И.Беспалов, Г.А.Пасманик

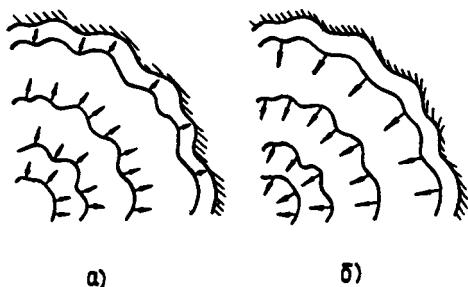
История исследований

Возможность обращения волнового фронта (ОВФ) световых пучков сама по себе известна в оптике очень давно. Уже из знаменитого принципа Ферма, согласно которому траектория светового луча между двумя точками минимизирует время распространения света между ними, следует, что изменение направления распространения не изменяет траектории луча. Существование обращенных лучей вытекает также из принципа Гюйгенса, предполагающего наличие вторичных волн, огибающая поверхности которых указывает положение фронта действительно распространяющейся волны. Для вторичных волн, излучаемых с какой-либо поверхности, существуют две огибающие, соответствующие волнам, которые распространяются в противоположные стороны. Поэтому, исходя из принципа Гюйгенса, каждой из прямых волн можно поставить в соответствие волну, распространяющуюся в обратном направлении. Вывод о возможности обращения электромагнитных волн также непосредственно следует из уравнений Максвелла для полей в вакууме в силу их инвариантности относительно замены знака времени.

Несмотря на кажущуюся простоту, ОВФ электромагнитного излучения до недавнего времени практически могло быть осуществлено лишь для узкого класса полей с определенной пространственной структурой. Простейшим примером в этом отношении является отражение от вогнутого зеркала сферической волны, расходящейся из центра кривизны. Множество других примеров, демонстрирующих ОВФ, дают открытые двухзеркаль-

ные устойчивые оптические или СВЧ-резонаторы с пренебрежимо малыми радиационными потерями [1*]. На отражающих поверхностях таких резонаторов фаза электромагнитного поля постоянна, и поэтому отраженная волна будет соответствовать падающей с ОВФ.

Трудность реализации ОВФ излучения с произвольной пространственно-временной структурой связана с необходимостью регистрации в любой момент времени фазового распределения поля этого излучения в среде, используемой для его "обращения". Так, например, для светового пучка со стационарным волновым фронтом, поверхность постоянной фазы которого не изменяет свою форму во времени, ОВФ может быть осуществлено с помощью так называемого "гибкого" зеркала, поверхность которого изгибается в пространстве точно так же, как волновой фронт искомого светового пучка (рис.1). Излучение, отраженное от такого зеркала, пойдет в обратном направлении с компенсацией внесенных в световую волну неоднородной средой искажений волнового фронта. В результате световой пучок возвратится туда же, откуда он был первоначально испущен.



Р и с. 1

В более общем случае ОВФ возможно, если в любой момент времени t существует такая поверхность $S(t)$, на которой поле волны удовлетворяет соотношению $\frac{\partial E(\vec{\xi}, n, t)}{\partial n} = \text{const}$, где n - нормаль, а $\vec{\xi}$ - координата, отсчитываемая вдоль поверхности. Поверхность "гиб-

кого" зеркала, осуществляющего ОВФ, должна, очевидно, совпадать с поверхностью $S(t)$.

Построение "гибких" зеркал для отражения электромагнитного излучения, волновой фронт которого не только заранее не известен, но еще и изменяется во времени, — задача достаточно сложная, и ее принципиальное решение было найдено только после развития прямых или косвенных методов регистрации и восстановления в нелинейной среде фазового распределения электромагнитных полей. При этом следует иметь в виду, что для ОВФ излучения в реальном масштабе времени необходимо, чтобы процесс обращения успевал сработать быстрее, чем изменится форма волновой поверхности. Например, для оптического излучения, проходящего через турбулентную атмосферу, характерное время искажений волновой поверхности составляет величину 10^{-2} с. Соответственно ОВФ такого излучения может быть эффективным лишь в том случае, когда время "срабатывания" устройства ОВФ существенно меньше чем 10^{-2} с.

По-видимому, впервые устройства ОВФ в реальном масштабе времени были реализованы применительно к излучению радиочастотного диапазона электромагнитного спектра и вскоре нашли широкое применение в радиолокации: на их основе были созданы активные и адаптивные антенны [2*]. Устройство ОВФ этого диапазона состоит, как правило, из набора сосредоточенных параметрических смесителей, в каждом из которых с помощью синфазной накачки \mathcal{E}_3 частоты ω_3 осуществляется преобразование принимаемого сигнала \mathcal{E}_1 с вдвое меньшей частотой $\omega_1 = \frac{\omega_2}{2}$ в комплексно-сопряженный по отношению к нему излучаемый сигнал $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_1^*$ с частотой $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1 = \omega_3/2$.

Прямое перенесение подобных методов в оптику, однако, затруднительно, поскольку из-за малой длины световой волны трудно рассчитывать, например, на создание искусственной матрицы сосредоточенных оптических переизлучателей. Для ОВФ в оптическом диапазоне более подходящими оказались отражательные голограммы, применение которых наиболее эффективно с использованием объемных фоточувствительных материалов [3*]. Впервые ОВФ с помощью подобных голограмм предложено в [4*] и здесь же продемонстрировано на примере световых лучей, отраженных выжженным зеркалом. Позднее с исполь-

зованием голограмм было осуществлено обращение оптического излучения более общего вида [5*, 6*]. Однако указанные методы еще не позволяли получить ОВФ в реальном масштабе времени.

Поэтому в конце 60-х — начале 70-х годов начинают развиваться методы ОВФ, основанные на быстром считывании фазового распределения принимаемого поля с последующим воссозданием комплексно-сопряженного излучаемого поля с помощью акустико-оптических или каких-либо других модуляторов (подобная процедура осуществляется, например, с использованием так называемых систем когерентной оптической адаптивной техники — КОАТ [7*]). Несмотря на низкий уровень шума, существующие в настоящее время устройства подобного типа рассчитаны лишь на воспроизведение полей с достаточно медленным изменением амплитуд и фаз волн в пространстве и во времени, и поэтому их возможности сильно ограничены для многих практически важных приложений. Вопросы, касающиеся этих систем, выходят за рамки настоящего сборника и далее нами не рассматриваются. По той же причине не рассматриваются также особенности построения и конструкции матриц, состоящих из набора одинаковых уголко-вых отражателей (ретрозеркала) [8*]. Эти зеркала годятся, например, для решения некоторых задач атмосферной оптики, в которых требуется отразить обратно пучки световых лучей, сохраняя прежними направления распространения каждого из них, частично компенсируя тем самым рефракционные уходы этих лучей на трассе. Однако подобные отражатели, как правило, не обеспечивают соответствующего согласования фаз различных лучей между собой, что ограничивает их применение там, где требуется высокая степень компенсации неоднородностей на трассе с целью достижения дифракционной точности при фокусировке.

В последние годы начали интенсивно исследоваться новые возможности ОВФ, основанные на нелинейных оптических процессах. ОВФ с использованием этих процессов впервые было исследовано при четырехволновом параметрическом взаимодействии [5, 103]. В указанных экспериментах подлежащая ОВФ сигнальная волна \mathcal{E}_2 падала под некоторым углом на две встречные плоские волны \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 . В результате четырехфотонного взаимодействия возбуждалась обратная волна $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_4 \mathcal{E}_1^*$.

Однако в начале 70-х годов исследования по ОВФ с использованием четырехфотонного взаимодействия не получили

Широкого распространения. Фактически заново на возможность использования этих процессов для ОВФ оптического излучения было обращено внимание в работе [107]. В ней указывалось также на некоторые возможные приложения явления ОВФ в реальном масштабе времени. Почти одновременно была опубликована работа [110], в которой для получения комплексно-сопряженной исходной волны \mathcal{E}_1 предлагалось использовать трехфотонное параметрическое взаимодействие этой волны с плоской накачкой \mathcal{E}_3 удвоенной частоты $\omega_3 = 2\omega_1$. В результате такого взаимодействия возбуждается распространяющаяся в том же направлении, что и \mathcal{E}_1 , волна $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_1^*$. Для приближенного ОВФ искомой волны \mathcal{E}_1 достаточно теперь уже просто отразить волну \mathcal{E}_2 от зеркала, поверхность которого совпадает с волновым фронтом плоской накачки. Такой способ, однако, может привести к ОВФ лишь в том случае, когда расстояние от плоского зеркала до нелинейного кристалла существенно меньше характерной длины расплывания одной неоднородности в поперечном сечении исходной волны \mathcal{E}_1 , а также меньше длины, на которой сказывается поперечный снос этой волны. Тем не менее он представляет существенный интерес, особенно в условиях, когда возможности других способов ОВФ сильно ограничены, в частности когда требуется обратить волновой фронт сверхкоротких (пикосекундных) импульсов света.

ОВФ может происходить не только в результате параметрического преобразования световых волн, но и при ВР оптического излучения. В работе [7] впервые было показано, что в светопроводе при вынужденном рассеянии Манделъштама-Бриллюэна (ВРМБ) в обратном стоксовом излучении воспроизводится с комплексно-сопряженной фазой поперечное распределение поля многомодовой волны накачки. Авторы работы [7] высказали предположение, что в основе ОВФ при ВР лежит преимущественное усиление именно той структуры в стоксовом излучении, которая повторяет комплексно-сопряженное поле накачки. Эта точка зрения впоследствии была подтверждена количественным расчетом [16, 17].

Нужно отметить, что еще в ранних работах по ВР [1, 3, 4, 100-102] было замечено, что обратное стоксово излучение распространяется примерно в том же телесном угле, что и пучок накачки, и имеет столь же малую угловую расходимость. В частности, при фокусировке в кювету пучка накачки с ди-

фракционной расходимостью расходимость стокова пучка также оказывается близкой к дифракционной. Однако указанные в этих работах особенности допускали объяснение, основанное на чисто геометрических факторах, и поэтому не рассматривались как проявление эффекта ОВФ. Только после того, как для произвольного многомодового пучка накачки была установлена взаимосвязь $\zeta_2 \sim \zeta_1^*$ [7], стало ясно; что наблюдавшиеся в работах [1,3,4,100-102] эффекты являются следствием ОВФ.

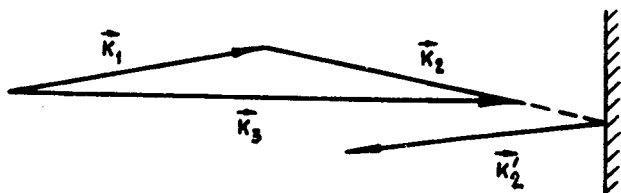
Но возможности ОВФ не исчерпываются перечисленными нелинейными процессами. Например, работы [73,91] посвящены ОВФ в условиях суперлюминесценции, наведенной внешней накачкой, а в работе [86] сделаны некоторые оценки, касающиеся возможности ОВФ с использованием сред с нелинейностями высших порядков.

Перейдем теперь к краткому обзору исследований возможностей ОВФ с помощью "нелинейных" зеркал, т.е. зеркал, обращающих волновой фронт с использованием нелинейных оптических процессов.

ОВФ в параметрических процессах

1. Эффекты перенесения пространственной модуляции комплексной амплитуды с одной волны на другую в параметрических процессах начали обсуждаться более десяти лет назад. Исследование подобных эффектов проводилось главным образом при трехфотонных процессах в связи с задачами преобразования изображения из ИК-диапазона в видимый [10*, 11*], при четырехфотонных процессах - в связи с поисками возможностей усиления слабых сигналов в поле мощной накачки [12*, 13*]. Однако в этих исследованиях основное внимание уделялось особенностям взаимодействия попутных волн, в то время как для ОВФ требуется в конечном счете преобразование произвольной исходной волны во встречную по отношению к ней компоненту. Подобного типа преобразование в активных устройствах, основанных на использовании параметрических процессов, может быть осуществлено лишь при наличии "реперного" обращения, т.е. в том случае, когда в системе имеются либо "гибкие" зеркала, обращающие волновой фронт заданных волн накачек, либо одна или более пары встречных волн, уже обращенных друг относительно друга.

При трехфотонном параметрическом преобразовании оптического излучения для ОВФ необходимо за нелинейным кристаллом расположить дополнительно зеркало, поверхность которого совпадает с поверхностью волнового фронта пучка накачки \mathcal{E}_3 (рис. 2). В поле такой накачки исходная волна \mathcal{E}_1 усиливается и перекачивается в сопряженную волну $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_1^*$, которая затем зеркалом отражается в обратном направлении, в результате чего обращается волновой фронт волны \mathcal{E}_1 . В работах [105, 106, 110] было предложено использовать эффект комплексного сопряжения при трехфотонных процессах для устранения искажений изображения, передаваемого через оптическое волокно, компенсации фазовых неоднородностей, вносимых атмосферной турбулентностью.



Р и с . 2

В рассматриваемых процессах 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 $\tau \sim 10^{-15}$ с) может быть осуществлено ОВФ сверхкоротких субнаносекундных и пикосекундных импульсов света, а методы обращения, 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 излучения ($\omega_1 = \omega_2$), на процессе преобразования сверхкоротких импульсов слабо сказывается дисперсия групповых

скоростей v_1 и v_2 взаимодействующих волн \mathcal{G}_1 и \mathcal{G}_2 (в случае, когда обе волны обыкновенные или обе необыкновенные). Чтобы на эффективности взаимодействия не сказывалось отличие групповой скорости накачки v_3 от v_1 и v_2 , импульс \mathcal{G}_3 должен быть, разумеется, достаточно длинным.

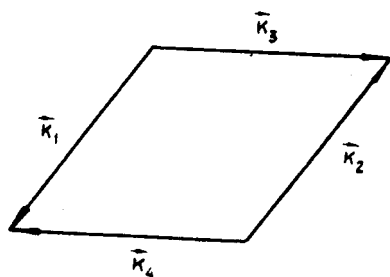
Другое преимущество трехфотонных процессов состоит в том, что для ОВФ с их помощью требуются сравнительно невысокие уровни мощности накачки. Использование в качестве накачки излучения с удвоенной (по сравнению с принимаемым сигналом) частотой в ряде случаев практически более-удобно, чем использование накачки той же частоты, что и сигнал. По-видимому, 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, на длине которых не сказываются эффекты дифракции и сноса взаимодействующих волн относительно друг друга. 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 (например, в эксперименте [112] для разделения волн авторы использовали ортогональность их поляризации).

Другие трудности, которые возникают при реализации подобной схемы ОВФ, связаны с необходимостью достаточно хорошей юстировки зеркала, отражающего комплексно-сопряженную волну \mathcal{G}_2 , с зависимостью коэффициента усиления от угла прихода падающей волны \mathcal{G}_1 относительно направления синхронизма, с высоким уровнем шумов параметрической суперлюминесценции, снижающим возможности ОВФ слабых сигналов [14*].

Экспериментально эффект ОВФ в трехволновых процессах изучался в работах [112, 94], причем в [94] он был использован для компенсации фазовых искажений, вносимых в световой пучок оптическим усилителем.

2. Первоначально ОВФ исходной волны \mathcal{G}_1 в условиях четырехфотонного взаимодействия в схеме с двумя встречными волнами накачки \mathcal{G}_3 и \mathcal{G}_4 было получено в работах [5, 103]. Диаграмма волновых векторов, соответствующая та-

тому процессу, изображена на рис. 3. Однако, как уже отмечалось, эти исследования получили свое дальнейшее развитие лишь через несколько лет, только после опубликования статьи [107]. В последующей за этим серии экспериментов основное внимание уже уделялось возможностям усиления принимаемых сигналов при обращении их волнового фронта [108, 109, 118, 121], поиску путей, позволяющих понизить уровень накачки [122], особенностям управления некоторыми параметрами отраженных световых пучков (длительностью импульса [80, 129], поляризацией [118] и т.д.).



Р и с.3.

Первые эксперименты по ОВФ проводились главным образом в жидкостях с сильной керровской нелинейностью, в первую очередь в $[S_2]$ [108, 109, 115]. В этих экспериментах частоты всех взаимодействующих волн совпадали. Однако в указанных экспериментах коэффициент преобразования R исходной волны \mathcal{E}_1 в обращенную \mathcal{E}_2 не превышал единицы. Существенно большее преобразование может быть получено в условиях, когда частоты всех взаимодействующих волн попадают в одноквантовый резонанс [13, 75, 121-123, 126, 137]. Для ОВФ в этом случае удобно использовать пары щелочных металлов, так, например, в парах натрия был достигнут коэффициент преобразования $R \approx 10^2$ [121]. Близость к резонансу позволяет также резко снизить необходимые для эффективного преобразования мощности накачки [122].

Нужно отметить, что в условиях одноквантового резонанса при достаточно большой фазовой памяти среды возможно ОВФ со смещением отраженного импульса во времени [75, 117, 123, 125, 126, 137, 152]. Соответствующие процессы удоб-

нее 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}_3 и \mathcal{E}_4 , запускаемые в среду через интервал времени τ_0 после того, как на нее уже воздействовала подлежащая ОВФ волна \mathcal{E}_1 , должны состоять из двух встречных импульсов [125]. Тогда импульс обращенной волны будет излучаться с задержкой во времени, равной $2\tau_0$.

Особенностью процессов вырожденного взаимодействия волн в кубичных средах является то, что интересующее нас явление ОВФ 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.

3. В самое последнее время опубликованы работы по ОВФ при четырехфотонных процессах в условиях двухквантового резонанса, когда в среде под действием оптических полей возбуждаются собственные колебания или волны [77, 81]. Подобные процессы могут происходить при таких интенсивностях, когда эффекты самовоздействия волн еще не проявляются, а интересующие нас процессы взаимного перерасеяния гармоник с участием собственных волн (или колебаний) среды идут достаточно эффективно. В указанных условиях ОВФ должно наблюдаться в более "чистом" виде без искажений, связанных с типичной для самофокусировки мелкомасштабной модуляцией поля. В работе [81] исследовался процесс ОВФ, когда в резонанс с собственными колебаниями среды попадает разность частот одной из накачек и подлежащей обращению сигнальной волны (в эксперименте эта волна имела меньшую, чем накачка, частоту). Вторая накачка \mathcal{E}_4 направлялась навстречу первой \mathcal{E}_3 . Процесс ОВФ исследовался в условиях, когда встречная накачка \mathcal{E}_4 получалась из первой \mathcal{E}_3 не только при отражении ее от плоского зеркала, а также и при отражении от ВРМБ-зеркала. Отметим, что в последнем случае эффект ОВФ сохранялся и при сильно многомодовых накачках \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 , поскольку они были комплексно сопряжены относительно друг друга.

Аналогичный процесс ОВФ происходит и в том случае, ког-

да частота сигнальной волны больше частоты накачки. Такие же процессы наблюдались в работе [77], где роль сигнальной волны играл слабый пучок \mathcal{E}_1 , запускаемый в кювету под небольшим углом вместе с одной из мощных накачек \mathcal{E}_3 на той же самой частоте. Встречная накачка \mathcal{E}_4 в этом эксперименте образовывалась в самой кювете за счет обратного ВРМБ от мощной накачки \mathcal{E}_3 . В результате слабый пучок \mathcal{E}_1 при взаимодействии со встречной накачкой уже меньшей частоты резонансно раскачивал гиперзвуковую волну, на которой мощная накачка \mathcal{E}_3 рассеивалась в "обращенную" волну \mathcal{E}_2 . В обоих указанных здесь экспериментах [77, 81] ОВФ подлежали сигналы, уровень мощности которых был ниже порога ВРМБ.

Если в резонанс с собственными колебаниями среды попадает не разность, а сумма частот, то процесс ОВФ в поле встречных пучков накачки будет протекать аналогичным образом. Для того чтобы он был достаточно эффективен, сумма частот обеих накачек ω_3 и ω_4 должна совпадать с частотой двухквантового резонанса. В результате взаимодействия этих волн в среде раскачивается фоновое колебание, амплитуда Q которого, пропорциональная недиагональному элементу матрицы плотности, описывающей соответствующий переход, растет как произведение полей $\mathcal{E}_3 \mathcal{E}_4$. Если теперь на среду падает подлежащая ОВФ волна \mathcal{E}_1 , то она будет преобразовываться в комплексно-сопряженную ей встречную волну $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_1^* Q$ с частотой $\omega_2 = \omega_3 + \omega_4 - \omega_1$. Подобный процесс ОВФ при двухквантовом поглощении представляет интерес при рассмотрении методов обращения излучения ИК-диапазона. Например, для ОВФ излучения CO_2 -лазера рассматриваемое преобразование с двухквантовым переходом может быть реализовано в жидких или газообразных CO и NO , где имеются радиационно запрещенные переходы в соответствующем частотном диапазоне [15*, 16*, 157].

4. В рассмотренных выше процессах ОВФ при четырехфотонных взаимодействиях в поле встречных волн накачки комплексно-сопряженная волна \mathcal{E}_2 возбуждалась в объеме среды таким образом, что направление ее распространения было противоположно исходной волне \mathcal{E}_1 . Поэтому эта волна имела обращенный волновой фронт. Однако если волны накачки распространяются в одном направлении, то комплексно-сопряженная волна \mathcal{E}_2 распространяется в направлении исходной

Волны ξ_1 [12*, 13*]. Для получения ОВФ такую комплексно-сопряженную волну ξ_2 , так же как и при трехфотонных процессах, следует отразить зеркалом, поверхность которого совпадает с волновым фронтом пучка накачки. Длина нелинейной среды и расстояние от среды до зеркала должны быть меньше длины дифракционного расплывания одной неоднородности поля в поперечном сечении подлежащей ОВФ волны ξ_1 , а также меньше длины, на которой сказывается снос этой волны. С учетом этого можно расширить возможные варианты ОВФ, что важно, например, применительно к ИК-диапазону, где методы обращения еще недостаточно исследованы. В этой связи следует упомянуть работу [157], где отмечается возможность ОВФ излучения CO_2 -лазера с использованием попутных накачек и эффекта двухквантового поглощения в жидком CO .

5. Остановимся еще на одном моменте. До сих пор мы упоминали о широко обсуждаемых в литературе оптических параметрических процессах, приводящих к ОВФ. Однако в этих обсуждениях в существенно меньшей степени затрагивается вопрос ОВФ акустического излучения, а также вопросы переложения (с комплексным сопряжением и сменой направления распространения) фазовой модуляции звука на свет и обратно. В реальном масштабе времени ОВФ акустического излучения достигается многими способами. Среди этих способов следует упомянуть те, при которых ОВФ звуковой волны ρ_1 частоты ω_1 осуществляется в условиях, когда адиабатическая сжимаемость среды синхронно во всем пространстве модулируется с частотой $\omega_3 = 2\omega_1$. В этом случае в направлении, противоположном распространению волны ρ_1 , будет переизлучаться комплексно-сопряженная исходной волна ρ_2 частоты $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1 = \omega_1$. Синхронная в пространстве модуляция адиабатической сжимаемости может быть осуществлена СВЧ-накачкой за счет электроакустического взаимодействия, электрострикции или обычного высокочастотного поглощения (в последнем случае в качестве рабочего вещества подходит, например, разреженная плазма) [17*–19*].

Что касается переложения фазовой модуляции с акустической волны на оптическую и обратно с ОВФ, то оно может быть достигнуто в резонансных эхо-голограммах [21*]. Однако непосредственно в этом направлении экспериментальные

исследования не проводились, и поэтому более подробно на этом вопросе мы останавливаться не будем.

ОВФ при вынужденном рассеянии и суперлюминисценции

1. Спустя некоторое время после появления работы [7] выяснилось, что в результате ВР в светопроводе происходит ОВФ не только монохроматического, но и широкополосного оптического излучения, промодулированного сильно неоднородной фазовой пластинкой [11]. В работе [9] ОВФ наблюдалось при ВР сфокусированных лазерных пучков. Теория явления ОВФ при ВРМБ в светопроводе была дана в работах [16, 17]. В [22] эта теория была обобщена на ВКР с учетом того, что расстройка волновых векторов накачки и стоксовой компоненты приводит к заметному рассогласованию пространственного распределения этих волн в объеме рассеяния.

Возможность ОВФ при обратном ВКР модулированной накачки отмечалась в экспериментах [23, 26, 30]. Однако при ВКР из-за расстройки волновых векторов имеются ограничения на характерный размер поперечной модуляции обращенной волны ζ_2 , связанные с точностью компенсации неоднородностей при обратном прохождении этой волны в среде, через которую до этого прошла подлежащая ОВФ волна ζ_1 . Дело в том, что с увеличением расстройки могут компенсироваться только крупномасштабные искажения поперечной структуры. Для уменьшения масштаба компенсируемых искажений следует, очевидно, понизить расстройку, т.е. уменьшить частотный сдвиг между исходной и обращенной волнами.

При ВКР одномодовых пучков накачки, промодулированных амплитудными транспарантами типа сеточек или т.п., в обратном стоксовом излучении наблюдается воспроизведение изображений этих транспарантов [32]. Это воспроизведение происходит не в плоскости расположения транспаранта, а ближе к кювете, и размеры изображения получаются увеличенными.

2. При обратном ВРМБ обращается только волновой фронт накачки, т.е. происходит комплексное сопряжение той части лазерной волны, которая характеризует зависимость поля от поперечных координат. Если эта зависимость не изменяется во времени и остается одной и той же для любой из проекций вектора электрического поля в световой волне, то зави-

симось вектора поляризации и комплексной амплитуды волны накачки от времени в результате ВРМБ не заменяется на сопряженную, т.е. относительно этих параметров отражение происходит так же, как от обычного зеркала.

Вследствие этого проявляются новые особенности в явлении ОВФ деполаризованного и немонахроматического многомодового излучения. Так, например, если состояние поляризации в лазерной волне заметно изменяется по поперечному сечению, то эффект ОВФ ухудшается [45]. В этом случае в стоксовом излучении воспроизводится только одна из двух поляризованных компонент накачки — та, интенсивность которой наибольшая. Эти выводы хорошо согласуются с экспериментальными результатами [48].

В работе [72] был предложен интересный способ, позволяющий осуществить ОВФ накачки с произвольным состоянием поляризации. Суть его сводилась к тому, что деполаризованное излучение разделялось на два пучка с ортогональными поляризациями, затем взаимным элементом поляризация одного из пучков изменялась таким образом, чтобы поляризации обоих пучков совпали. После совместного "обращения" и прохождения всех оптических элементов в обратном направлении оба пучка вновь собирались в один пучок с обращенным (относительно исходного) волновым фронтом.

Частичное ОВФ происходит не только при деполаризованной, но при немонахроматической лазерной волне [51]. Если расстройка групповых скоростей стоксовой волны и накачки не существенна, то в отраженном из светопровода излучении ВРМБ будет воспроизводиться с ОВФ только одна наиболее мощная компонента в разложении поля накачки на сумму произведений ортогональных по пространственным и временным координатам функций $e_k(t)$ и $G_k(\tau_1)$. Этот результат показывает, что обратное ВРМБ обладает свойством нелинейной селекции: с его помощью от шумового излучения можно отделить более слабый сигнал вида $e_0(t)G_0(\tau_1)$ даже при относительно большой ширине его частотного или углового спектра [162]. Другой вывод, который отсюда следует, заключается в том, что порог "срабатывания" ВРМБ-зеркала при действии на него некогерентным излучением растет примерно линейно с превышением ширины линии накачки над шириной спонтанной линии, в то время как, например, порог полутного ВКР в отсутствие расстройки групповых скоростей слабо зависит от шири-

ны линии лазерного излучения [52, 63, 66, 85].

Еще один аспект ОВФ при обратном ВР в светопроводе связан с зависимостью доли обращенной волны от длительности импульса накачки. Дело в том, что если длительность лазерного импульса меньше или сравнима с временем установления стационарного ВР, то относительная дискриминация инкрементов у стоксовой волны, воспроизводящей волну накачки, и у других волн, некоррелированных с накачкой, уменьшается [52]. В результате относительная доля воспроизводящей накачку волны в стоксовом излучении падает, и это ухудшает качество ОВФ.

3. Что касается ОВФ при ВР сфокусированных пучков, то оно детально изучалось в схеме с затравочной стоксовой волной, позволяющей проводить эксперименты при различных уровнях полного инкремента [26]. Оказалось, в частности, что при небольших значениях инкремента воспроизведение отсутствует, а при увеличении значений инкремента наблюдается сначала частичное, а затем и полное воспроизведение углового спектра накачки и ее распределения в ближней зоне [26]. В то же время при фиксированном уровне инкремента с уменьшением масштаба поперечной модуляции поля накачки эффект ОВФ резко ухудшался [25]. Экспериментальное исследование ОВФ в сфокусированных пучках указывает на то, что в этом случае дискриминация инкрементов меньше, чем в светопроводе. Это согласуется с результатами теоретического анализа, основанного на поиске оптимальной структуры стоксовой волны, которая обеспечивает наиболее быстрое нарастание ее интенсивности вдоль оси ограниченного в поперечном направлении пучка накачки [52, 82].

4. В работе [73] наблюдалось ОВФ в условиях суперлюминесценции. Легко заметить, что этот процесс во многом аналогичен ОВФ при ВРМБ. Это связано с тем, что в обоих случаях локальный инкремент для встречной волны возрастает с ростом интенсивности проходящего через среду лазерного излучения. Очевидно, что ОВФ будет иметь место и в других процессах, где локальный инкремент растет с увеличением интенсивности накачки.

Теоретически ОВФ в условиях суперлюминесценции исследовалось в работе [91], где было показано, что за исключением некоторых специальных случаев насыщение коэффициента усиления снижает дискриминацию инкрементов.

Об использовании систем ОВФ

Возможности использования "нелинейных" зеркал с комп - лексным сопряжением поля в качестве адаптивных элементов лазерных систем начали интенсивно обсуждаться уже вскоре после проведения первых экспериментов с ОВФ в нелинейных средах.

Первоначально подобные зеркала было предложено использовать для компенсации неоднородностей оптических усилителей [9]. Хотя первые эксперименты в этом направлении с ВРМБ-зеркалом оказались весьма обнадеживающими, однако дальнейшие исследования позволили выявить ряд существенных трудностей, связанных с неоднородностью прокачки активного вещества усилителей, деполяризацией проходящего через них излучения, влиянием эффектов насыщения и т.д. [78].

Одновременно с применением ВРМБ-зеркал для компенсации неоднородностей оптических усилителей проводились исследования возможностей использования таких зеркал в качестве отражающих элементов в генераторе [15, 21* - 25*, 84]. Но если ранее в работах [15, 21* - 24*], касающихся применения ВРМБ в лазерной технике, основное внимание уделялось лишь исследованиям, направленным на осуществление модуляции добротности ОКГ, то в самое последнее время появились работы, где непосредственно исследовалась генерация в лазере с ВРМБ-зеркалом, образующим волновой фронт [25*, 84].

Наибольшее (с точки зрения приложений) внимание сейчас уделяется возможностям использования "нелинейных" зеркал с ОВФ для самонаведения лазерного излучения на мишени [37, 44, 69, 71, 131, 132]. Подобного рода зеркала или выполняющие их функции другие адаптивные устройства могут оказаться полезными в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу с использованием многоканальной лазерной установки, включающей большое число оптических элементов [37], а также при транспортировке лазерного излучения через турбулентную атмосферу [131, 132]. Для эффективного самонаведения лазерных пучков с использованием рассеянного мишенью излучения последнее требуется не только усилить и, обращая волновой фронт с необходимой точностью, отразить обратно на мишень, но необходимо также, чтобы апертура, в пределах которой перехватывается рассеянное излучение, была достаточно большой для фокусировки обращенного излуче -

ния на мишень. В противоположном случае лазерный пучок даже в однородной среде вследствие дифракционного расплывания может вблизи мишени стать существенно шире ее самой. Еще в большей степени ограничение апертуры "нелинейного" зеркала уменьшает точность самонаведения при передаче излучения через неоднородную среду [26*].

Возможности самонаведения интенсивных световых пучков могут существенно ограничиться также из-за влияния нелинейных эффектов на трассе между мишенью и обращающим волновой фронт "нелинейным" зеркалом [27*]. Особенно велико это влияние, если за один проход вдоль трассы нелинейность приводит к сильному изменению поперечной структуры светового пучка (полный инкремент возмущений за один проход становится существенно больше единицы).

Наряду с проблемой самонаведения, имеющей, безусловно, важное значение, в последнее время началось обсуждение возможностей использования ОВФ в системах с нелинейным преобразованием частоты света [164]. Сюда, в частности, относятся исследования по применению ОВФ для видения через рассеивающую среду, для улучшения пространственной когерентности излучения при удвоении его частоты [174] и т. п.

Возможности ОВФ сейчас полностью еще не выяснены, однако нет сомнения в том, что в ближайшее время будут выполнены работы, демонстрирующие новые приложения этого явления.

Л и т е р а т у р а

1. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Сов.радио, 1966;
Авербах В.С., Власов С.Н., Таланов В.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 10, вып.9-10, с.1332.
2. Special Issue on Active and Adaptive Antennas. - IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-12 1964, N. 2.
3. Денисюк Ю.Н. - ДАН СССР, 1962, 144, №6, с.1275.
4. Денисюк Ю.Н. - Оптика и спектроскопия, 1963, т.15, № 4, с.522.
5. Денисюк Ю.Н. - Оптика и спектроскопия, 1965, 18, №2, с.275.
6. Kogelnik H. - Bell System, Tech.J, 1965, 44, p.2451.
7. Adaptive Optic, JOSA, 1977, 67, N.3.
Харди Дж.У. - ТИИЭР, 1978, 66, №6, с.31.

8. Орлов В.К., Вирник Я.З., Воротилин С.П., Герасимов В.Б., Калинин Ю.А., Сагалович В.Я. - Квантовая электроника, 1978, 5, №6, с.1389.
9. Бетин А.А., Пасманик Г.А. - II Всесоюзная конференция по голографии. Тезисы докладов, ч.П. Киев, 1975, с.72.
10. Warner J. - Appl.Phys.Lett.,1970,13, p.360.
11. Andrews R.A. - IEEE, J.Quant.Elect., 1969,5, p.548.
12. Gerritsen H.G. - Appl.Phys.Lett., 1967,10N 9
13. Staebler D.L., Amodei J.J. - J.Appl.Phys., 1972, 43, N.3, p.1042.
14. Беспалов В.И., Дятлов А.И., Пасманик Г.А., Фрейдман Г.И. - Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Ленинград, 1978,с.244.
15. Голгер А.А., Летохов В.С. - Квантовая электроника,1974, 8, №4, с.870.
16. McNair R.F., Klein M.B. - Appl.Phys.Lett.,1977, 31, N.11, p.750.
17. Thompson R.B., Quate C.F.- J.Appl.Phys.,1971, 42, N.3, p.307.
18. Luukkala M., Kino G.S. - Appl.Phys.Lett.,1971, 18, N.9, p.393.
19. Luukkala M., Surakka J. - J.Appl.Phys., 1972, 43, N.6, p.2510.
20. Самарцев В.В., Штырков Е.И. - ФТТ, 1976, 18, с.3140
21. Pohl D. - Phys.Lett., 1967, 24A, p.239.
22. Тихонов Е.А., Шпак М.Т. - Письма в ЖЭТФ, 1968, 8, вып.6, с.282.
23. Грасюк А.З., Рагульский В.В., Файзулов Ф.С.- Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, вып.1, с.11.
24. Гапонов С.В., Гончаров А.Г., Крафтмахер Г.А., Ханин Я.И. - Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, с.370.
25. Лесник С.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. - Тезисы докладов I Всесоюзной конференции "Проблемы управления параметрами лазерного излучения", ч.1. Ташкент, 1978 , с.119.
26. Беспалов В.И., Любавин Л.Я., Пасманик Г.А. - Тезисы I Всесоюзной конференции "Проблемы управления параметрами лазерного излучения", ч.1. Ташкент, 1978, с.93.
27. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П. - Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1978, № 12, с.2547.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ
ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
ПРИ ЧЕТЫРЕХФОТОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Б.Я.Зельдович, В.В.Шкунов

Обращение волнового фронта света, подробно исследованное теоретически [16, 17, 22, 24, 43, 46] и экспериментально [7, 15, 47, 131] для обратного ВР, в последнее время интенсивно исследуется в условиях четырехфотонного взаимодействия (ЧФВ) [107-109, 114, 115, 121, 128, 129], иногда называемого также методом динамической голографии. Все указанные работы относятся к ОВФ полностью поляризованных пучков. В то же время в ряде приложений требуется обращать пучки с пространственно-неоднородным состоянием поляризации. Физические процессы при ОВФ деполаризованного света методом ВР в последнее время были изучены теоретически и экспериментально [45, 48, 144, 72]. В настоящей работе теоретически исследуется вопрос о точности ОВФ в условиях ЧФВ применительно к пространственной и поляризационной структуре излучения.

1. Точное пространственно-поляризационное
обращение в борновском приближении

Укороченное уравнение для обращенной волны $\vec{E}_4(\vec{r})$ частоты ω в кубичной среде в борновском приближении запишем в виде

$$\cos \theta_3 \frac{\partial \vec{E}_4}{\partial z} = i \frac{2\pi\omega^2}{kc^2} \hat{P} \vec{P}_4^{\text{нл}}, \quad (1)$$

$$\left(\vec{P}_4^{NL}\right)_i = \left(\chi_{iklm} + \chi_{ilk m}\right) E_{1k} E_{2l} E_{3m}^* . \quad (2)$$

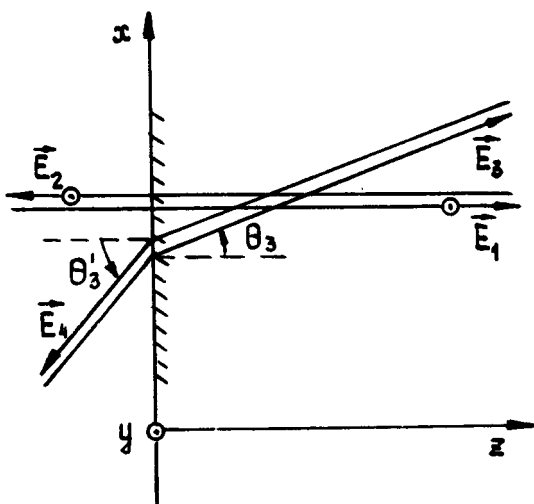
Здесь Θ_3 - угол между направлением $\vec{n} = \vec{k}_4 / k$ волны \vec{E}_4 и нормалью к входной поверхности нелинейной среды (угол падения, отсчитываемый с учетом преломления внутри среды, представлен на рис.1), $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon}$. В (1) введен также оператор проектирования $\Pi_{ik} = \delta_{ik} - n_i n_k$ на плоскость, перпендикулярную направлению распространения пучка \vec{E}_4 ; появление такого оператора связано с поперечностью электромагнитных волн. Будем считать, что волна \vec{E}_3 , которую требуется обратить (а значит и обратенная волна \vec{E}_4), занимает сравнительно небольшой телесный угол вокруг центрального направления \vec{n} . Тогда векторы поляризации этих волн можно считать лежащими в упомянутой плоскости. Величина χ_{iklm} есть тензор кубичной нелинейности среды. Из всех слагаемых в векторе кубичной поляризации \vec{P}^{NL} оставлены лишь те, которые описывают возбуждение комплексно-сопряженной волны $E_4 \propto E_3^*$ в присутствии сильных встречных волн $\vec{E}_1 \exp(i\vec{k}_1 \vec{r})$ и $\vec{E}_2 \exp(i\vec{k}_2 \vec{r})$ той же частоты ω .

Для практических приложений необходимо добиваться полного пространственно-поляризационного обращения вида $\vec{E}_4(\vec{r}) \propto \vec{E}_3^*(\vec{r})$. В то же время даже внутри нелинейной среды, как видно из (1), (2), состояние поляризации волны \vec{E}_4 в общем случае отличается от требуемого \vec{E}_3^* .

$$\left(\vec{E}_4\right)_i \propto \Gamma_{ik} E_{3k}^* ; \quad \Gamma_{ik} = \Pi_{is} \left(\chi_{stlk} + \chi_{stlk}\right) e_{1t} e_{2l} .$$

Здесь \vec{e}_1 и \vec{e}_2 - комплексные орты поляризации сильных волн \vec{E}_1 и \vec{E}_2 . При этом мы считаем орты \vec{e}_1 и \vec{e}_2 постоянными по всему объему нелинейной среды и пренебрега-

ем (в борновском приближении) изменением в пространстве вектора \vec{E}_3^* . Более того, состояния поляризации обеих полей \vec{E}_3 и \vec{E}_4 могут заметно изменяться при наклонном преломлении на границе нелинейной среды.



Р и с. 1

Если через \vec{B}_3 и \vec{B}_4 обозначить поля падающей и отраженной волн в воздухе, то в борновском приближении

$$(\vec{B}_4)_i = D_{ik} (\vec{B}_3^*)_k; \quad D_{ik} = t'_{im} \Gamma_{ml} t_{lk}. \quad (3)$$

Двумерная матрица D_{ik} действует в плоскости, перпендикулярной направлению распространения $\vec{\pi}_B$ волны \vec{E}_3 в воздухе. Матрица \hat{t} описывает изменение амплитуд электрического поля волны при прохождении внутрь нелинейной среды с учетом френелевского отражения; матрица \hat{t}' описывает соответствующее изменение амплитуд при выходе из среды.

Поставим теперь задачу достижения полного пространственно-поляризационного ОВФ. Для этого необходимо потребовать, чтобы двумерная матрица D_{ik} из (3) была кратна единичной матрице. Для среды с заданным тензором χ_{iklm} имеется ряд свободных параметров, вариацией которых можно, в принципе, достичь требуемого результата; так, например, можно менять ориентацию и состояния поляризации сильных волн \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , использовать просветляющие покрытия, менять ориентацию среды по отношению к направлению распространения волны \vec{E}_3 .

Рассмотрим подробнее случай изотропной среды, для которой

$$\chi_{iklm} = \chi_1 \delta_{ik} \delta_{lm} + \chi_2 \delta_{im} \delta_{kl} . \quad (4)$$

Константы χ_1 и χ_2 могут быть определены из опытов по самофокусировке и по самовращению эллипса поляризации (см., например, [1*]). Для чисто электронного механизма нелинейности при $\omega \ll \omega_0$, где ω_0 — основные полосы поглощения, имеет место соотношение $\chi_1 = 2\chi_2$; такова, по-видимому, ситуация для поликристаллического германия на длине волны CO_2 -лазера. Для керровской нелинейности (например, ориентация молекул CS_2) $\chi_2 = 3\chi_1$; для стрикционной нелинейности $\chi_2 = 0$.

Одна из возможностей достижения полного ОВФ (см. рис. 1) состоит в подборе угла падения θ_3^* (в воздухе). При этом будем ориентироваться на схему, в которой плоскопараллельный слой нелинейной среды установлен внутри лазерного резонатора. Поляризация обеих сильных волн берется линейной в направлении оси ζ , перпендикулярной плоскости чертежа. Граница нелинейной среды соответствует плоскости (x, y) , а обращаемый пучок \vec{E}_3 падает в плоскости (x, z) . Тогда условие точного обращения ($D_{ik} = \text{const } \delta_{ik}^{(2)}$) принимает вид

$$\chi_2 / (\chi_1 + \chi_2) = \cos^2(\theta_3 - \theta_3') . \quad (5)$$

При выводе (5) были использованы формулы Френеля для наклонного падения на непросветленную поверхность. Поясним физическую причину точного воспроизведения при выполнении условия (5). Нелинейная поляризация внутри среды в нашем случае равна

$$\vec{P}^{NL} \equiv \hat{\Pi} \vec{P}^{NL} = 2 E_1 E_2 \left\{ \chi_1 \vec{e}_y \left(\vec{E}_3^* \vec{e}_y \right) + \chi_2 \vec{E}_3^* \right\}.$$

В общем случае $\chi_1 > 0$, $\chi_2 > 0$ компонента волны \vec{E}_3 с y -поляризацией обращается с большим (в $(\chi_1 + \chi_2)/\chi_2$ раз) коэффициентом, чем ортогональная ей компонента с поляризацией в плоскости (x, z) . Однако эта последняя компонента обладает меньшим коэффициентом френелевского прохождения. Точная компенсация указанных двух факторов достигается как раз при выполнении соотношения (5). Конкретно для германия (показатель преломления $n=4$, $\chi_1 = 2 \chi_2$) угол $\theta'_3 = 68,04^\circ$, $\theta_3 = 13,41^\circ$. При этом коэффициент однократного прохождения границы (по энергии) для (x, z) -поляризации составляет 0,96 (θ'_3 близко к углу Брюстера); тот же коэффициент для y -поляризации равен 0,32 (при нормальном падении эта величина одинакова для обеих поляризаций и равна 0,64).

Еще одна возможность схемы, реализующей полное ОВФ, представлена на рис.2. Сильные плоские волны \vec{E}_1 и \vec{E}_2 распространяются вдоль оси z и имеют линейную поляризацию \vec{e}_x . Через другую грань нелинейной среды (плоскость y, z) вводится обращаемая волна, распространяющаяся в направлении оси x . В этом случае

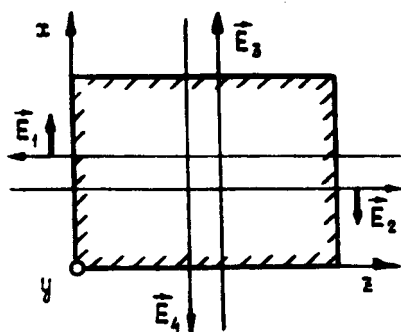
$$\vec{P}^{NL} \equiv \hat{\Pi} \vec{P}^{NL} = 2 \chi_2 E_1 E_2 \vec{E}_3^*,$$

и преломление на границе также не меняет состояния поляризации. Заметим, что в этой схеме можно использовать просветление всех поверхностей нелинейной среды.

Наконец, последняя схема, которая позволяет получить полное ОВФ, соответствует случаю, когда все четыре волны распространяются в направлении, близком к нормали к гра-

нице плоскопараллельного слоя нелинейной среды. При этом оператор проектирования можно заменить единичным оператором, и

$$\vec{P}^{нл} = E_1 E_2 \left\{ 2 \chi_2 (\vec{e}_1 \vec{e}_2) \vec{E}_3^* + \chi_1 \left[(\vec{e}_1 \vec{E}_3^*) \vec{e}_2 + (\vec{e}_2 \vec{E}_3^*) \vec{e}_1 \right] \right\}.$$



Р и с. 2.

Нетрудно проверить, что $\vec{P}^{нл} \propto \vec{E}_3^*$ лишь в единственном случае: сильные волны поляризованы циркулярно и взаимно ортогонально $\vec{e}_1 \propto (\vec{e}_x + i\vec{e}_y)$, $\vec{e}_2 \propto (\vec{e}_x - i\vec{e}_y)$, или наоборот.

2. Самовоздействие сильных волн

Далее, в разд. 3–5, будет рассмотрена задача о пространственно-поляризационном ОВФ при ЧФВ в режиме большого коэффициента преобразования. Порядок величины коэффициента преобразования (по интенсивности) в первом борновском приближении составляет

$$\eta = \left| \kappa \chi \sqrt{I_1 I_2} L \right|^2 \quad . \text{Здесь}$$

$I_{1,2} = |E_{1,2}|^2$; $L = \chi / \cos \theta_3$ — путь вдоль луча \vec{K}_3 (или \vec{K}_4), который обрабатываемая волна E_3 проходит в плоском

слое нелинейной среды. Чтобы получить правильный результат в режиме большого коэффициента преобразования, нужно записать систему уравнений параметрически связанных волн \vec{E}_3 и \vec{E}_4 (ср. с [2*, 133]). Кроме того, существенными являются эффекты самовоздействия сильных волн \vec{E}_1 и \vec{E}_2 .

В самом деле, набег фазы сильных волн (в дальнейшем называемых опорными) на длине L' за счет самовоздействия составляет $\delta\varphi \sim \chi(I_1 + I_2)\kappa L'$, и при $I_1 \sim I_2$, $L' \sim L$ самовоздействие принципиально нужно учитывать как раз тогда, когда η становится больше или порядка единицы. Заметим, что влиянием слабых волн (E_3 , E_4) на сильные (E_1 , E_2) можно, тем не менее, пренебречь. В этой связи в этом разделе мы и обсудим задачу самовоздействия.

Систему укороченных уравнений для опорных волн $\vec{E}_1(\vec{r})e^{i\vec{k}_1\vec{r}}$ и $\vec{E}_2(\vec{r})e^{i\vec{k}_2\vec{r}}$ внутри среды для нелинейности вида (4) запишем в следующей форме:

$$\begin{aligned} (\vec{n}_1 \vec{\nabla}) \vec{E}_1 = & iM_1 \left[(I_1 + I_2) \vec{E}_1 + (\vec{E}_1 \vec{E}_2^*) \vec{E}_2 \right] + \\ & + iM_2 \left[(\vec{E}_1 \vec{E}_1) \vec{E}_1^* + 2(\vec{E}_1 \vec{E}_2) \vec{E}_2^* \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$(\vec{n}_2 \vec{\nabla}) \vec{E}_2 = -(\vec{n}_1 \vec{\nabla}) \vec{E}_2 = i M_1 \left[(I_1 + I_2) \vec{E}_2 + \right. \quad (7)$$

$$\left. + (\vec{E}_1^* \vec{E}_2) \vec{E}_1 \right] + i M_2 \left[(\vec{E}_2 \vec{E}_2) \vec{E}_2^* + 2 (\vec{E}_1 \vec{E}_2) \vec{E}_1^* \right].$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$(\vec{E}_1 \vec{E}_1^*) = I_1; \quad (\vec{E}_2 \vec{E}_2^*) = I_2; \quad M_{1,2} = -\frac{2\pi\omega^2}{kc^2} \chi_{1,2}$$

Кроме того, комплексные амплитуды \vec{P} и \vec{E} , фигурирующие в соотношении

$$(\vec{P}^{kl})_i = \chi_{iklm} E_k E_l E_m^*,$$

предполагаются связанными с вещественными полями $\vec{P}_{\text{вещ}}$ и $\vec{E}_{\text{вещ}}$ соотношениями типа

$$\vec{A}_{\text{вещ}}(\vec{R}, t) = \frac{1}{2} \left[\vec{A}(\vec{R}) e^{-i\omega t} + \vec{A}^*(\vec{R}) e^{i\omega t} \right].$$

При выводе (6), (7) мы волны 1 и 2 считали распространяющимися навстречу друг другу, $\vec{n}_1 = -\vec{n}_2$ и опустили вторые производные как по продольной, так и по поперечной координатам. Тем не менее, уравнения (6), (7) позволяют, в принципе, учесть и поперечную неоднородность пучков сильных волн, если только она достаточно плавная. Это, однако, можно сделать лишь при условии, что длина пути сильных пучков в нелинейной среде короче длины самофокусировки [3*] $l_{\text{самвоок}} \approx \sqrt{n_0 a^2 / 4\chi I}$ пучка с поперечным размером a как целого. При $I_2 = 0$, уравнение (7) описывает эффекты самовращения эллипса поляризации [4*] и фазовой самомодуляции, причем, как уже было сказано, они могут быть неоднородными по поперечному сечению. Наличие обеих встречных волн может приводить также к взаимовращениям и взаимомодуляции, как через среднюю по пространству до-

бавку в диэлектрическую проницаемость, так и через интерференционную решетку с периодом $\lambda/2$ [4*, 5*]; все эти эффекты описываются системой (6), (7).

Наибольший для практики интерес представляет случай без само- и взаимовращения поляризаций. Так будет, например, в следующих случаях: 1) поляризации обеих волн — линейные, и к тому же либо совпадающие (а), либо ортогональные (б); 2) поляризации обеих волн — круговые, и к тому же либо совпадающие — $\vec{E}_1 \propto \vec{E}_2$ (с), либо ортогональные — $\vec{E}_1 \propto \vec{E}_2^*$ (д).

Во всех этих случаях решения для \vec{E}_1 и \vec{E}_2 имеют вид волн с постоянным вдоль луча состоянием поляризации

$$\vec{E}_{1,2} = \vec{e}_{1,2} E_{1,2} \exp(i\delta\kappa_{1,2}l_1),$$

где координата l_1 отсчитывается в направлении луча первой волны. Величины поправок к волновому вектору $\delta\kappa_{1,2}$ равны

$$\delta\kappa_{1,2} = \pm(H_j I_{1,2} + F_j I_{2,1}); \quad (8)$$

где величины H_j и F_j для упомянутых четырех случаев имеют вид

$$H_a = M_1 + M_2; \quad F_a = 2(M_1 + M_2); \quad (9a)$$

$$H_b = M_1 + M_2; \quad F_b = M_1; \quad (9b)$$

$$H_c = M_1; \quad F_c = 2M_1; \quad (9c)$$

$$H_d = M_1; \quad F_d = M_1 + 2M_2. \quad (9d)$$

Заметим, что при поперечно-неоднородном распределении интенсивностей I_1, I_2 величины $\delta\kappa_{1,2}$ будут зависеть от поперечных координат.

Коэффициент $E_1 E_2^*$, определяющий связь слабых волн E_3

и E_4 с учетом самовоздействия оказывается промодулиро-
ванным вдоль по лучу \vec{n}_4

$$E_1 E_2 \sim \exp \left\{ i \left(\delta k_1 + \delta k_2 \right) l_1 \right\} = \exp \left\{ i \left(H_j - \right. \right. \\ \left. \left. - F_j \right) \left(I_1 - I_2 \right) l_1 \right\}. \quad (10)$$

Формула (10) дает выражение для пространственной за-
висимости коэффициента связи $E_1 E_2$ вдоль луча в направ-
лении распространения $\vec{n}_1 = -\vec{n}_2$ опорных волн. При этом
зависимость "поперек луча" определяется типом граничных
условий. Именно, добавка к фазе волны за счет самовоздей-
ствия должна обращаться в нуль на поверхности, через ко-
торую данная волна входит в нелинейную среду.

Рассмотрим плоскопараллельный слой нелинейной среды,
 $0 \leq z \leq L$, и предположим, что слабая волна попадает в
среду через границу $z = 0$, так что внутри $(\vec{n}_3, \vec{e}_z) =$
 $= \cos \theta_3$. Что касается опорных волн E_1 и E_2 , то здесь
возможны два варианта. В первом из них опорные волны вход-
дят в среду через поверхности $z = 0$ и $z = L$. Для част-
ного случая, когда угол θ_1 (где $(\vec{n}_1, \vec{e}_z) = \cos \theta_1$) равен
нулю, этот вариант проиллюстрирован на рис.1. Во втором
варианте опорные волны попадают в нелинейную среду через
"боковые" грани. Частный случай такого варианта изображен
на рис.2.

Поверхности постоянной фазы для величины $E_1 E_2$ при не
слишком большом самовоздействии и для достаточно плавно-
го поперечного распределения интенсивности опорных волн
(см. выше ограничение на отсутствие самофокусировки) близи-
ки к плоскостям. Граничные условия приводят к тому, что эти
плоскости параллельны тем поверхностям нелинейной среды,
через которые опорные волны вводятся в среду.

В частности, в первом варианте пространственная зави-
симость $E_1 E_2$ имеет вид $\exp \left\{ i \left(\delta k_1 + \delta k_2 \right) z / \cos \theta_1 \right\}$,
что приводит к снижению коэффициента обращения, но не из-
меняет пространственную структуру $E_4 \sim E_3^*$, характер-

ную для ОВФ (см. ниже разд.3). Во втором варианте поверхности постоянной фазы величины E_1, E_2 уже не параллельны плоскостям $\chi = \text{const}$, и тогда эффекты самовоздействия приводят не только к падению дифракционной эффективности, но и к повороту обращенной волны: $E_4 \approx E_3^* \exp(i\vec{q}\vec{\tau})$ (см. ниже разд.5); при этом угол поворота составляет величину порядка $\delta\varphi \sim (\delta\kappa_1 + \delta\kappa_2)/\kappa$. То обстоятельство, что эффективные (т.е. с учетом нелинейности) показатели преломления двух встречных опорных волн могут быть не равны друг другу, $\delta\kappa_1 \neq \delta\kappa_2$, принципиально связано с эффектом переотражения на интерференционных решетках

$\delta\epsilon \sim E_1 E_2^* e^{2i\vec{\kappa}_1 \vec{\tau}} + \text{к.с.}$. Кроме того, величины пространственного изменения коэффициента связи, $\delta\kappa_1 + \delta\kappa_2$, по соображениям симметрии пропорциональны разности $I_1 - I_2$; это получается и подстановкой конкретных выражений (8), (9).

Таким образом, мы приходим к выводу о том, что при совпадающих интенсивностях встречных волн, $I_1(\vec{\tau}) = I_2(\vec{\tau})$, в упомянутых выше четырех случаях их поляризаций (а, б, с, д) эффекты само- и взаимодействия встречных волн не приводят к пространственной модуляции коэффициента связи.

3. Пространственно-поляризационное обращение при большом коэффициенте преобразования

Система укороченных уравнений для связанных волн \vec{E}_3 и \vec{E}_4 с учетом их поляризаций в изотропной среде, т.е. при нелинейности вида (4), имеет форму

$$\begin{aligned} (\vec{n}_3 \vec{\nabla}) \vec{E}_3 = & i M_1 (I_1 + I_2) \vec{E}_3 + 2i M_2 (\vec{E}_1 \vec{E}_2) \vec{E}_4^* + \\ & + i M_1 \left\{ \left[(\vec{E}_1^* \vec{E}_3) + (\vec{E}_2 \vec{E}_4^*) \right] \Delta \vec{E}_1 + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[\left(\vec{E}_2^* \vec{E}_3 \right) + \left(\vec{E}_1 \vec{E}_4^* \right) \right] \hat{n} \vec{E}_2 \Big\} + \\
& + 2i M_2 \left[\left(\vec{E}_1 \vec{E}_3 \right) \hat{n} \vec{E}_4^* + \left(\vec{E}_2 \vec{E}_4 \right) \hat{n} \vec{E}_2^* \right]. \quad (11)
\end{aligned}$$

Уравнение для $(\vec{n}_4 \vec{v}) \vec{E}_4$ имеет тот же вид с заменой индексов $3 \rightleftharpoons 4$.

Рассмотрим для определенности самый простой случай, когда поляризации сильных волн $\vec{E}_{1,2} = E_{1,2} \vec{e}_{1,2}$ постоянны по пространству, а именно, случай с линейно-поляризованными волнами $\vec{e}_1 = \vec{e}_1^* = \vec{e}_2 = \vec{e}$. Тогда система связанных уравнений (11) распадается на две пары, каждая из которых отвечает определенному (и одинаковому для волн \vec{E}_3 и \vec{E}_4) состоянию поляризации, а именно, линейно-поляризованным полям:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_3, \vec{E}_4 & \propto \vec{f} = \hat{n} \vec{e} / |\hat{n} \vec{e}|, \\
\vec{E}_3, \vec{E}_4 & \propto \vec{g} = \left[\vec{n}_3 \times \vec{f} \right].
\end{aligned}$$

Эти поляризации изображены на рис.3, при этом $(\vec{e} \vec{f}) = \cos \beta$. Для волн $\vec{E}_{3,4} = F_{3,4} \vec{f}$ система (11) имеет вид

$$\begin{aligned}
(\vec{n}_3 \vec{v}) F_3 & = i \left[M_1 (1 + \cos^2 \beta) + 2 M_2 \cos^2 \beta \right] (I_1 + I_2) F_3 + \\
& + 2i (M_1 \cos^2 \beta + M_2) E_1 E_2 F_4^*,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\vec{n}_4 \vec{\nabla}) F_4^* = & i \left[M_1 (1 + \cos^2 \beta) + 2 M_2 \cos^2 \beta \right] (I_1 + I_2) F_4^* + \\
 & + 2 i (M_1 \cos^2 \beta + M_2) E_1^* E_2^* F_3, \quad (12)
 \end{aligned}$$

а для ортогональных поляризаций $\vec{E}_{3,4} = G_{3,4} \vec{g}$

$$\begin{aligned}
 (\vec{n}_3 \vec{\nabla}) G_3 = & i M_1 (I_1 + I_2) G_3 + 2 i M_2 E_1 E_2 G_4^* \\
 (\vec{n}_4 \vec{\nabla}) G_4^* = & i M_1 (I_1 + I_2) G_4^* + 2 i M_2 E_1^* E_2^* G_3 \quad (13)
 \end{aligned}$$

При этом наличие самовоздействия опорных волн неравных интенсивностей приведет к зависимости $E_1 E_2 \propto e^{i \Lambda z}$, где $\Lambda = (M_1 + M_2) (I_2 - I_1) / \cos \theta_1$. Как будет видно из дальнейшего, задача об обращении при неточно встречных опорных волнах также может быть приведена к системам (12), (13) с дополнительным слагаемым в Λ . Известный метод решения системы (12) или (13) с $E_1 E_2 \propto \exp(i \Lambda z)$ состоит в замене $F_3 \rightarrow F_3 \exp(i \Lambda z / 2)$, $F_4 \rightarrow F_4 \exp(i \Lambda z / 2)$, аналогично и для \vec{g} -поляризации.

Решение систем (12), (13) с граничным условием $E_3(z=0) = E_0$, $E_4(z=L) = 0$ дает обращенную волну

$$E_4(z=0) = E_0^* \left\{ \xi + i \sqrt{\xi^2 + 1} \operatorname{ctg} \left(\sqrt{\xi^2 + 1} U \right) \right\}^{-1}. \quad (14)$$

Здесь для \vec{f} -поляризации

$$U_f = 2 \kappa L (M_1 \cos^2 \beta + M_2) \sqrt{I_1 I_2} / \cos \theta_3;$$

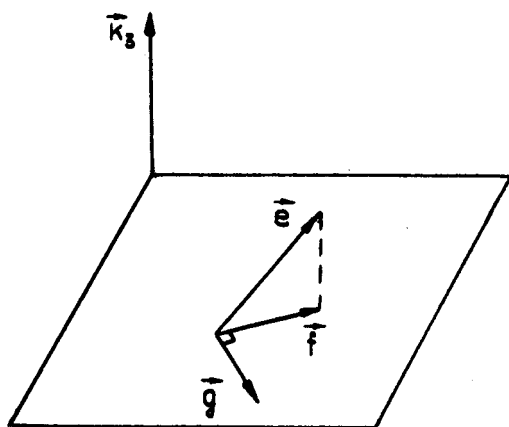
$$\xi_f = \frac{(M_1 + M_2)(I_2 - I_1) \cos \theta_3}{4(M_1 \cos^2 \beta + M_2) \sqrt{I_1 I_2} \cos \theta_1} \quad (15)$$

и для \vec{g} -поляризации

$$U_g = 2\kappa L M_2 \sqrt{I_1 I_2} / \cos \theta_3 ;$$

$$\xi_g = \frac{(M_1 + M_2)(I_2 - I_1) \cos \theta_3}{4M_2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \theta_1} \quad (16)$$

Здесь θ_1 - угол, составляемый направлением опорных волн с осью \vec{z} ; при этом предполагается, что и опорные, и сигнальные волны вводятся в среду через поверхность $z = \text{const}$,



Р и с. 3

Обсудим случай, когда обе поляризации обращаются с одинаковыми коэффициентами, т.е. имеет место полное пространственно-поляризационное ОВФ при большом коэффициенте преобразования. Прежде всего, это относится к схеме, изображенной на рис.2 в отсутствие рассогласования (при $I_1 = I_2$), когда общая поляризация опорных волн $\vec{e} = \vec{e}_1 = \vec{e}_2$ параллельна направлению $\vec{n}_3 = -\vec{n}_4$ распространения волн \vec{E}_3 и \vec{E}_4 , перпендикулярному границе нелинейной среды. В уравнениях (12), (13) это отвечает случаю $\beta = 90^\circ$, когда эти уравнения и их решения становятся идентичными,

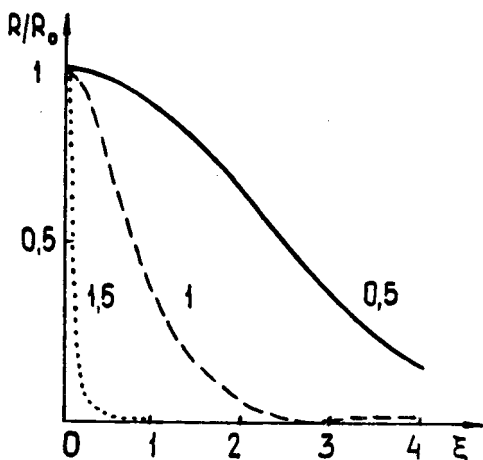
$$\xi_f = \xi_g = 0 ; \quad U_f = U_g = 2 \kappa M_2 I L . \quad (17)$$

Другой случай поляризационного ОВФ соответствует циркулярно поляризованным опорным волнам с противоположными знаками вращения $\vec{e}_1 = \vec{e}_2^*$ и направлением $\vec{n}_{3,4}$, параллельным $\vec{n}_{1,2}$. Эффекты самовоздействия здесь называются лишь в виде фазового множителя типа $E_1 E_2 \exp(i \Lambda z)$, и система уравнений (11) также имеет решение вида (14) для любой падающей поляризации (и с ее комплексным сопряжением в результате отражения), причем

$$U = \kappa L (M_1 + 2M_2) \sqrt{I_1 I_2} ;$$

$$\xi = \frac{M_2 (I_2 - I_1)}{(M_1 + 2M_2) \sqrt{I_1 I_2}} . \quad (18)$$

На рис.4 представлены значения квадрата модуля амплитуды передаточной функции из (14) (т.е. "коэффициента отражения по энергии" R) в зависимости от параметра рассогласования ξ для трех значений параметра $U = 0,5 ; 1 ; 1,5$ ($\pi/2 - 0,07$). Эти графики показывают, как рассогласование $\xi \neq 0$ приводит к падению эффективности обращения.



Р и с. 4

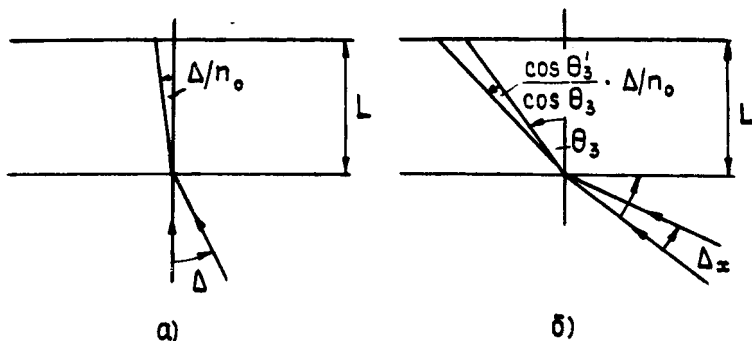
4. Искажения структуры обращенной волны при большом коэффициенте преобразования

В настоящем разделе обсуждаются специфические искажения обращенных волн с протяженным угловым спектром, связанные с зависимостью (большого) коэффициента обращения от угла. С этой целью рассмотрим ОВФ для одной из собственных поляризаций, обсуждавшихся выше, и будем считать, что параметр рассогласования $\xi = 0$. В этом случае для каждой из угловых компонент падающей волны $E_3(\vec{\kappa}_3, z=0)$ получим

$$E_4(-\vec{\kappa}_3, z=0) = -i E_3^*(\vec{\kappa}_3, z=0) \operatorname{tg} \left[U(\vec{\kappa}_3) \right].$$

Для схемы с плоскопараллельным слоем нелинейной среды толщиной L (рис.5) величина $U(\vec{\kappa}_3)$ (см. формулы (15) - (18) содержит множитель $L / \cos \theta_3$, равный пути который волна E_3 проходит в нелинейной среде. Для обоих

случаев, когда поляризации $\vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}_2^*$ и $\vec{e}_3 = \vec{e}_4 = \vec{e}_4^*$ либо строго параллельны друг другу при всех \vec{k}_3 , либо строго перпендикулярны, зависимость величины $U(\vec{k}_3)$ от угла будет обусловлена только длиной взаимодействия $L/\cos\theta_3$, явно зависящей от угла θ_3 . Если поле E_3 обладает протяженным угловым спектром, то разные угловые компоненты обладают разным коэффициентом обращения, что приводит к искажениям.



Р и с. 5

Рассмотрим два предельных случая: а) обрабатываемая волна сосредоточена вблизи центрального направления \vec{n}_3 , нормального к границе, и б) центральный вектор \vec{n}_3 составляет угол θ_3 с границей среды (см. рис. 5а, б). Введем понятие "доли обращения" определением [45, 48, 144]

$$H = \frac{\left| \sum E_3(\vec{k}) E_4(-\vec{k}) \right|^2}{\sum |E_3(\vec{k})|^2 \sum |E_4(\vec{k})|^2}$$

Тогда, разлагая в случае а) величину H по степеням отклонения Δ/n_0 угла падения Δ в пучке из воздуха в нелинейную среду (n_0 - показатель преломления), получим

$$H = 1 - \frac{1}{n_0^4} \left(\frac{U}{\sin 2U} \right)^2 \left[\langle \Delta^4 \rangle - \langle \Delta^2 \rangle^2 \right] + \dots$$

Здесь угловыми скобками обозначено усреднение по угловому спектру волны E_3

$$\langle \Delta^n \rangle = \frac{\sum \Delta^n(\vec{k}) |E_3(\vec{k})|^2}{\sum |E_3(\vec{k})|^2}.$$

Для случая б) изменения длины взаимодействия $L/\cos\theta_3$ связаны в основном с вариациями по углу Δ_x в плоскости падения. Аналогичное разложение дает (с учетом преломления)

$$H = 1 - \frac{1}{n_0^2} \left(\frac{2U}{\sin 2U} \right)^2 \frac{\operatorname{tg}^2 \theta_3 \cos^2 \theta'_3}{\cos^2 \theta_3} \left(\langle \Delta_x^2 \rangle - \langle \Delta_x \rangle^2 \right) + \dots$$

(величина θ'_3 определена на рис.1).

Конкретно для гауссова углового распределения с полушириной $\Delta_{н\omega нм}$ по половине интенсивности имеем

$$\langle \Delta^4 \rangle - \langle \Delta^2 \rangle^2 = 2,1 (\Delta_{н\omega нм})^4 ;$$

$$\langle \Delta_x^2 \rangle - \langle \Delta_x \rangle^2 = 0,72 (\Delta_{н\omega нм})^2 .$$

Полученные выражения позволяют оценить максимально допустимый коэффициент отражения $R = \operatorname{tg}^2 U$, при котором доля искажений $1-H$ не превышает требуемого значения

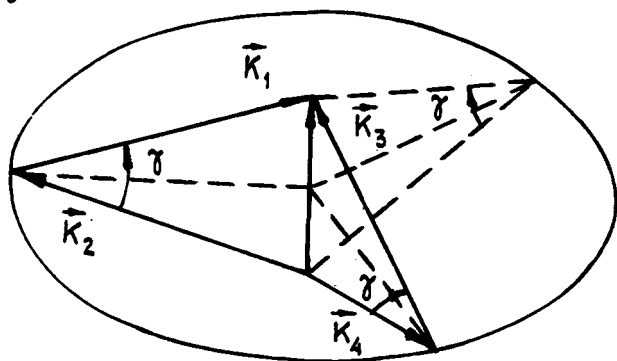
$$а) R \leq 0,72 (n_0 / \Delta_{н\omega нм})^4 (1-H), \quad (19)$$

$$б) R \leq \left(\frac{2 \cos^2 \theta_3}{\pi \cos^2 \theta'_3 \operatorname{tg}^2 \theta_3} \right)^2 (n_0 / \Delta_{н\omega нм})^2 (1-H);$$

выражения (19) приведены для гауссова углового спектра. Таким образом, схема с пучком E_3 , падающим нормально к границе плоскопараллельного слоя нелинейной среды (рис.2), дает существенно менее жесткие ограничения, чем схема с наклонным к поверхности падением пучка E_3 .

5. Обращение с поворотом

Рассмотрим теперь ОВФ при ЧФВ для неточно встречных опорных волн $E_1 \exp(i\vec{k}_1 \vec{r})$ и $E_2 \exp(i\vec{k}_2 \vec{r})$. Строго условию синхронизма $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4$ при заданной величине $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 \neq 0$ можно удовлетворить для целого набора направлений падающей волны \vec{k}_3 . Эти направления образуют конус (рис.6), при этом направление отраженной волны \vec{k}_4 составляет в среде с вектором $-\vec{k}_3$ такой же угол γ , как и угол между векторами \vec{n}_1 и $-\vec{n}_2$.

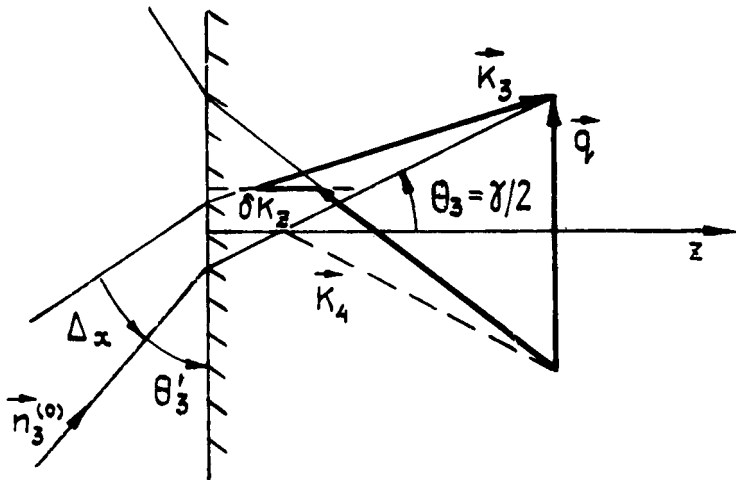


Р и с. 6

Если волна E_3 обладает протяженным угловым спектром, то максимальный коэффициент обращения достигается для угловых компонент на конусе синхронизма. Выход с конуса приводит к расстройке и к изменению амплитуды и фазы коэффициента отражения по закону (14). Рассмотрим конкретный случай, когда вектор $\vec{q} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ параллелен границе нелинейной среды, и центральное направление $\vec{n}_3^{(0)}$ поля E_3 лежит в плоскости, образованной вектором \vec{q} и нормалью к границе. Тогда центральное направление $\vec{n}_4^{(0)}$, точно удовлетворяющее условию синхронизма, также лежит в этой плоскости. Для направлений \vec{n}_3 , отклоняющихся от конуса синхронизма на угол Δ_{\pm} (в воздухе, рис.7) появляется пространственная модуляция коэффициента связи вида

$$E_1 E_2 \propto \exp\left(-2i \Delta_x \sin \theta_3 \frac{\omega}{c} \cos \theta'_3 z / \cos \theta_3\right),$$

при этом $\theta_3 = \gamma/2$ - угол в среде.



Р и с. 7.

Такая пространственная модуляция приводит к появлению параметра рассогласования $\xi \neq 0$ и к изменению комплексной амплитуды отражения.

Допустимый разброс углов Δ_x зависит от угла поворота γ , величины максимальной дифракционной эффективности $R = \text{tg}^2 U$ и длины взаимодействия L . В борновском приближении, $R \ll 1$, ограничение на Δ_x имеет вид

$$|\Delta_x| \ll \left(\frac{\omega}{c} L \gamma/2\right)^{-1}$$

(здесь для сокращения записи считаем $\cos \theta_3 \approx \cos \theta'_3 \approx 1$). В случае высокого коэффициента отражения, $\text{tg}^2 U \gg 1$, ограничение на Δ_x принимает вид

$$|\Delta_x| \ll 2 n_0 (\pi/2 - U) M \sqrt{I_1 I_2} / \gamma .$$

Рассмотрим пример: $U \ll 1$, $\theta'_3 \approx 10^{-1}$ рад, $L \approx 10^{-1}$ см, $\frac{\omega}{c} = 10^5 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 0,7$ мкм). Тогда волновой фронт можно обратить с поворотом на угол $2\theta'_3 \approx 2 \cdot 10^{-1}$ для излучения с расходимостью по x - углу $|\Delta_x| \ll 10^{-3}$ рад. На расходимость по y - углу ограничений здесь не возникает.

Таким образом, в настоящей работе проанализированы возможные источники пространственных и поляризационных искажений в процессах ОВФ-ЧФВ, в режимах как малого ($R \ll 1$), так и большого ($R \gg 1$) коэффициентов обращения. Указаны способы, позволяющие минимизировать искажения.

Авторы благодарны В.Н.Блашуку, В.И.Ковалеву, Н.Ф.Пилпецкому и И.И.Собельману за ценные стимулирующие обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Hellwarth R.W. - Progress in Quant.Electron, 1977, 5, N.1.
2. Беспалов В.И., Таланов В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, с.471.
3. Kelley P.L. - Phys.Rev.Lett., 1965, 15, p.1005. (рус. перевод в сб.: Действие лазерного излучения. Под ред. Ю.П.Райзера. М., Мир, 1968, с.195).
4. McWane P.D., Sealer D.A. - Appl.Phys. Lett., 1966, 8, p.278. (рус.перевод в сб.: Действие лазерного излучения. Под ред. Ю.П.Райзера. М., Мир, 1968, с.206).
5. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И. Резонансные взаимодействия света с веществом. М., Наука, 1977, гл.У.

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СЛАБЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

В.И.Беспалов, А.А.Бегин, С.Н.Кулагина,
А.З.Матвеев, Г.А.Пасманик, А.А.Шилов

1. Введение

Одной из важных задач, возникающих при изучении ОВФ электромагнитного излучения в нелинейных средах, является исследование предельных возможностей методов обращения слабых оптических сигналов. Эта проблема становится особенно важной в том случае, когда волна, подлежащая ОВФ, образуется в результате перерассеяния другой, более мощной, но не направленной волны на сравнительно небольшой мишени с относительно малым сечением рассеяния [37].

Вопрос может быть сформулирован таким образом: каков должен быть минимальный уровень мощности волны, чтобы с достаточной или заранее заданной точностью можно было об- ратить ее волновой фронт. Очевидно, что ответ на этот вопрос во многом зависит от уровня собственных шумов устройства, предназначенного для ОВФ слабых сигналов, и от особеннос- тей самого устройства обращения.

Поясним это следующим образом. Предположим, например, что на устройство ОВФ с высоким уровнем шума падает в плоскости z заранее неизвестная слабая волна со слож- ной пространственной и временной структурой поля, пред- ставляемой в факторизованном виде $e(t)\hat{G}(z, \vec{r}_1)$. Отражен- ный с ОВФ полезный сигнал будет иметь структуру $e(t)\hat{G}(z, \vec{r})$ или $e^*(t)\hat{G}^*(z, \vec{r}_1)$.

Допустим, что доля мощности собственных шумов устройства ОВФ, приходящаяся на компоненту шума с той же пространственной и временной структурой, что и отраженный с ОВФ полезный сигнал, будет сравнима с мощностью этого сигнала. Поскольку в пределах полосы приема падающий сигнал произволен, то вообще говоря, в шумовом излучении устройства ОВФ может найтись еще множество ортогональных к полезному сигналу $e \hat{G}^*$ (или $e^* \hat{G}$) компонент той же мощности, которые "забьют" его на общем фоне отраженного излучения. Ясно, что в этом случае мы не получим никакого ОВФ и вместо полезного сигнала в обратном направлении отразится, фактически, шумовое излучение.

Из рассмотренного примера, видно, что суммарный уровень, "ортогональных шумов" можно понизить, если мы заранее знаем, например, полосу временных или пространственных частот сигнала. Чем уже такая полоса, тем ниже можно опустить уровень шума за счет использования все более узкополосного линейного фильтра (линейная селекция). Однако сужение частотной полосы и угла видения попадающих в устройство ОВФ сигналов приводит к ограничению потенциальных возможностей данного устройства. В частности, уменьшение угла видения не только требует более точного предварительного наведения на мишень и ухудшает разрешающую способность устройства, но и не позволяет осуществить достаточно удовлетворительную компенсацию мелкомасштабных искажений при обратном прохождении отраженной с комплексным сопряжением волны через вносящую эти искажения неоднородную среду.

В настоящей работе рассмотрены некоторые из методов ОВФ в нелинейных средах с точки зрения их возможного применения в системах обращения оптических сигналов. Основное внимание уделено двум принципиально различным путям получения обращенных лучей:

- 1) активным параметрическим методам, приводящим к ОВФ за счет смешения в нелинейной среде исходной, подлежащей "обращению" волны с одной, двумя и более волнами накачек

[5, 104, 107, 110]. Примером такого взаимодействия могут служить трех- и четырехфотонные процессы ОВФ;

2) пассивным методам, основанным на том, что падающая волна наводит в объеме нелинейной среды пространственно-неоднородное распределение локального инкремента для встречной по отношению к ней затравочной волны. В результате во встречной волне преимущественно усиливается компонента, взаимодействующая с комплексным сопряжением исходную волну, в то время как остальные компоненты усиливаются с меньшими инкрементами [7]. В конечном счете это приводит к ОВФ исходной волны. Примером такого процесса является обратное ВР света.

В первом случае коэффициент преобразования в обращенную волну для широкого диапазона параметров слабо зависит от амплитуды исходной, подлежащей ОВФ волны. Во втором случае, наоборот, зависимость коэффициента преобразования от амплитуды исходной волны достаточно резкая (вблизи порога ВР она близка к экспоненциальной). Вследствие этого в первом случае ОВФ может быть осуществлено либо вообще без селекции, либо только с линейной селекцией исходной волны. Если, например, в подлежащей ОВФ волне содержатся две частотные компоненты, то различие в коэффициентах отражения этих компонент почти не зависит от их амплитуд. В соответствии со сказанным выше в устройстве с линейной селекцией можно понизить уровень шума, только сужая полосу принимаемых сигналов.

В отличие от этого во втором случае ОВФ может осуществляться с нелинейной селекцией исходной волны. Коэффициент отражения двух частотных компонент оказывается сильно зависящим от амплитуд этих компонент. Такие устройства могут иметь сравнительно низкий уровень шума при достаточно широкой полосе принимаемых сигналов.

Ниже указанные особенности более подробно будут рассмотрены на примере параметрического четырехфотонного взаимодействия волн с участием двухквантовых переходов, а также на примере ВРМБ.

2. ОВФ слабых сигналов при четырехфотонном взаимодействии волн с участием двухквантовых переходов

ОВФ при трех- и четырехфотонных параметрических взаимодействиях, интенсивно исследуемое в последнее время, позволяет, в отличие от обратного ВР, осуществить обращение световых лучей достаточно малой мощности. Это следует из линейной зависимости между полями отраженной и падающей волн, которая обычно имеет место при сравнительно небольшом коэффициенте преобразования R в обращенную волну, когда еще можно пренебречь ослаблением накачек. Однако это вовсе не значит, что не существует ограничений снизу на мощность подлежащего ОВФ сигнала, поскольку такие активные системы, как трех- и четырехфотонные "нелинейные" зеркала, имеют сравнительно высокий уровень собственных (естественных) шумов. Кроме того, шумы в подобных системах могут быть связаны с тем, что в процессе нелинейного преобразования полезного сигнала в них возбуждаются "побочные" волны, происхождение которых обычно вызвано несинхронным (случайным по фазе в пространстве взаимодействия) перераспределением мощных накачек на создаваемых ими же дифракционных решетках в среде. Оценим те и другие шумы на примере резонансного четырехфотонного взаимодействия световых волн в условиях двухквантовых переходов. При этих процессах либо сумма, либо разность частот взаимодействующих волн совпадают с частотой собственных волн или колебаний среды. Рассмотрим более подробно последний случай.

Исходные уравнения

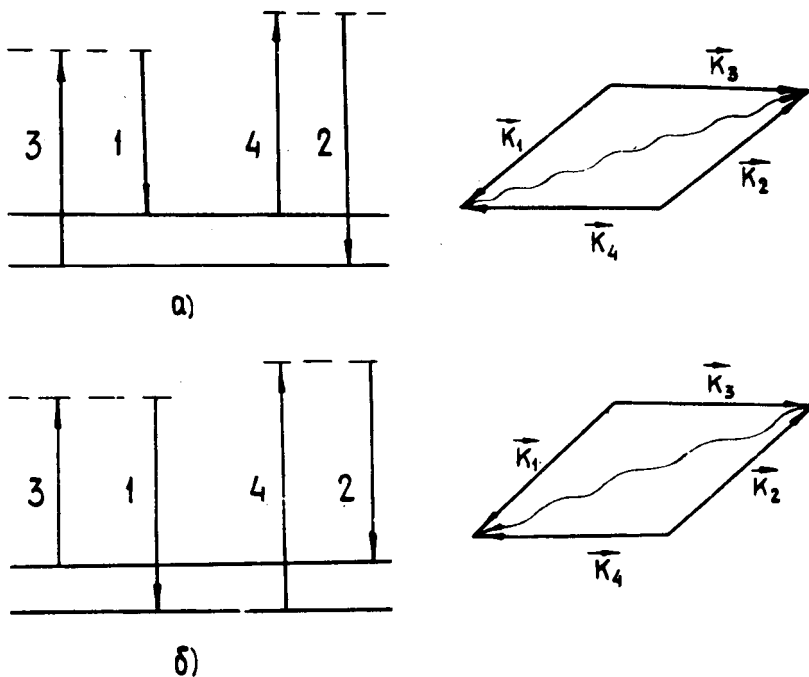
Предположим, что на среду с радиационно запрещенным переходом частоты Ω_0 под некоторым углом к волне накачки \mathcal{E}_3 падает подлежащая ОВФ волна \mathcal{E}_1 со стоксовым или антистоксовым сдвигом $\omega_1 = \omega_3 \pm \Omega_0$ ($\Omega_0 \ll \omega_{1,3}$) (рис.1). В результате взаимодействия этих волн в среде на разностной частоте раскачивается фоновая волна Q (координата этой волны пропорциональна недиагональному элементу матрицы плотности, описывающей соответствующий переход). Предположим, что навстречу накачке \mathcal{E}_3 падает волна \mathcal{E}_4 , которая, рассеи-

ываясь на фоновой волне (решетке) Q , преобразуется в волну δ_2 , излучаемую в направлении, противоположном направлению распространения исходной волны δ_1 . Указанный процесс будет достаточно эффективен, если расстройка волновых векторов

$$\delta \vec{k} = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \quad (1)$$

мала по сравнению с обратной длиной нелинейного преобразования (\vec{k}_j - волновые векторы взаимодействующих волн, см.

рис.1). Частота излучаемой волны определяется из условия $\omega_2 = \omega_3 + \omega_4 - \omega_1 - \omega_2$ [81].



Р и с. 1. Диаграмма энергетических уровней и волновых векторов при комбинационном взаимодействии со стоксовым (а) и антистоксовым (б) сдвигом частоты между волной накачки 3 и подлежащей ОВФ волной 1

Для получения уравнений, описывающих взаимодействие волн, представим в квазиоптическом приближении их поля в виде $E_j = \bar{E}_j \exp[i(\omega_j t - \bar{k}_j \bar{r}_j)]$ (\bar{k}_2 и \bar{k}_3 направлены по оси z , а \bar{k}_1 и \bar{k}_4 - против). Предположим, что попутные волны \bar{E}_3 и \bar{E}_2 , а также волны \bar{E}_1 и \bar{E}_4 , между собой не взаимодействуют, что же касается встречных волн \bar{E}_3 , \bar{E}_4 и \bar{E}_1 ,

\bar{E}_2 , то в этом разделе предположим, что они между собой также непосредственно не взаимодействуют, т.е. будем считать, что сдвиг между частотами обеих встречных накачек не совпадает с частотой собственных колебаний в среде. Тогда укороченные уравнения, описывающие искомое взаимодействие, записываются в виде

$$\hat{L}_{2,3} \bar{E}_{2,3} = -\frac{1}{2} g_{2,3} \left[|\bar{E}_{4,1}|^2 \bar{E}_{2,3} + \bar{E}_{3,1} \bar{E}_{4,2} \bar{E}_{1,4}^* \exp(\pm i \delta k z) \right]; \quad (2)$$

$$\hat{L}_{1,4} \bar{E}_{1,4} = -\frac{1}{2} g_{1,4} \left[|\bar{E}_{3,2}|^2 \bar{E}_{1,4} + \bar{E}_{3,1} \bar{E}_{4,2} \bar{E}_{2,3}^* \exp(\pm i \delta k z) \right], \quad (3)$$

где $\hat{L}_j = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{t}{2k_j} \Delta_{\perp} + ik_j \frac{\delta n}{n}$; $\delta n(z, \bar{r}_1) -$ возмущения линейной части показателя преломления n ; $\delta k = -(K_3 + K_1 - K_2 - K_4)$; g_j - коэффициенты нелинейности, которые далее считаем одинаковыми и равными g .

Из рис.1 видно, что ОВФ имеет место, если волны накачки \bar{E}_3 и \bar{E}_4 направлены навстречу друг другу. В самом деле, поляризация $P = \frac{1}{2} g \bar{E}_3 \bar{E}_4 \bar{E}_1^* \exp(i \delta k z)$ возбуждает волну \bar{E}_2 , комплексно-сопряженную с \bar{E}_1 , если $\bar{E}_3 \bar{E}_4 = \text{const}$. Последнее условие строго выполняется в том случае, когда волны \bar{E}_3 и \bar{E}_4 имеют постоянные амплитуды и комплексно-сопряженные фазовые множители. Если же это условие не выполняется и волны \bar{E}_3 и \bar{E}_4 промодулированы, например, независимо друг от друга случайным образом, то возбуждаемая поляризацией P_2 волна \bar{E}_2 уже никак не будет воспроизводить исходную волну \bar{E}_1 . Однако, когда встречные волны \bar{E}_3 и \bar{E}_4 комплексно сопряжены, т.е. обращают волновой фронт друг друга, поляризация $P_2 \sim \frac{1}{2} g |\bar{E}_3|^2 \bar{E}_1^* \exp(i \delta k z)$ при достаточно ма-

Пом δk уже может эффективно возбуждать волну $\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_1^*$. Это связано с тем, что в коэффициенте возбуждения $|\mathcal{E}_3|^2$ исключена случайная фазовая модуляция, а амплитудные флуктуации этого коэффициента приведут только к тому, что в поле \mathcal{E}_2 наряду с обращенной волной, пропорциональной \mathcal{E}_1^* , будет дополнительно возбуждаться некоторая шумовая составляющая $\tilde{\mathcal{E}}_2$, интенсивность которой падает с уменьшением характерного масштаба амплитудной модуляции поля \mathcal{E}_3 .

В соответствии со сказанным предположим, что на противоположных границах нелинейной среды ($z=0$ и $z=L$) заданы такие волны \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 , которые в линейном случае (в том числе с учетом δn) комплексно сопряжены на всем протяжении объема взаимодействия, т.е. $\mathcal{E}_3(z, \bar{\tau}_1) = \text{const } \mathcal{E}_4^*(z, \bar{\tau}_1)$.

Кроме того, будем считать, что эти волны, а также подлежащая ОВФ волна \mathcal{E}_1 , сильно неоднородны по поперечной структуре, но тем не менее их средняя интенсивность постоянна по сечению. Допустим также, что величины всех волновых векторов \vec{k}_j , входящие в операторы \hat{L}_j , одинаковы ($k_j = k$).

В этих предположениях упростим нелинейные уравнения (2) и (3), произведя в них вторичное укорочение. Для этого представим решение (2) и (3) в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= \sigma_1(z) \mathcal{E}_{10}(z, \bar{\tau}_1) + \tilde{\mathcal{E}}_1, & \mathcal{E}_2 &= \sigma_2(z) \mathcal{E}_{10}^*(z, \bar{\tau}_1) + \tilde{\mathcal{E}}_2, \\ \mathcal{E}_3 &= \sigma_3(z) \mathcal{E}_{30}(z, \bar{\tau}_1) + \tilde{\mathcal{E}}_3, & \mathcal{E}_4 &= \sigma_4(z) \mathcal{E}_{30}^*(z, \bar{\tau}_1) + \tilde{\mathcal{E}}_4, \end{aligned} \quad (4)$$

где \mathcal{E}_{10} и \mathcal{E}_{30} - функции, описывающие поведение полей \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_3 в отсутствие взаимодействия, $\tilde{\mathcal{E}}_j$ - составляющие, ортогональные первым членам в правых частях соответствующих разложений (4). Эти составляющие удовлетворяют граничным условиям $\tilde{\mathcal{E}}_{3,2}(0, \bar{\tau}_1) = 0$, $\tilde{\mathcal{E}}_{1,4}(L, \bar{\tau}_1) = 0$. Будем далее считать, что $|\mathcal{E}_{10}|^2 = |\mathcal{E}_{30}|^2 = 1$, а различие в интенсивностях волн

\mathcal{E}_j определяется коэффициентами σ_j на границе среды. Рассматривая задачу генерации обращенной к \mathcal{E}_1 волны \mathcal{E}_2 , полагаем $\sigma_1(0) = 0$. Волны \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 возбуждаются поляризациями $P_{1,2} \sim \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_4 \mathcal{E}_{2,1}^*$. При $\mathcal{E}_3 \mathcal{E}_4 = \text{const}(\bar{\tau}_1)$ эти поляризации возбуждают соответственно волны $\mathcal{E}_1 \sim \mathcal{E}_2^*$ и

$\mathcal{E}_2 \sim \mathcal{E}_1^*$. Если, кроме того, падающая на нелинейную среду волна \mathcal{E}_1 имеет только фазовую модуляцию, то произведе-

Значение полей $\tilde{\epsilon}_1, \tilde{\epsilon}_2 = \text{const}$. Тогда из уравнений (2) нетрудно видеть, что коэффициенты σ_i удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d\sigma_{1,2}}{dz} = -\frac{1}{2} g \left[|\sigma_{3,4}|^2 \sigma_{1,2} + \sigma_3 \sigma_4 \sigma_{2,1}^* \exp(i\delta kz) \right]; \quad (5)$$

$$\frac{d\sigma_{3,4}}{dz} = -\frac{1}{2} g \left[|\sigma_{1,2}|^2 \sigma_{3,4} + \sigma_1 \sigma_2 \sigma_{4,3}^* \exp(-i\delta kz) \right]. \quad (6)$$

Однако, если $\tilde{\epsilon}_3, \tilde{\epsilon}_4 = \text{const} (\tau_{1,2})$, то даже при комплексно-сопряженных полях накачки ($\tilde{\epsilon}_3 \sim \tilde{\epsilon}_4^*$) поляризации $\rho_{1,2}$ возбуждают помимо полей $\tilde{\epsilon}_1 \sim \tilde{\epsilon}_2^*$ и $\tilde{\epsilon}_2 \sim \tilde{\epsilon}_1^*$ еще ортогональные к ним поля $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$.

Рассмотрим влияние этих полей более подробно. Для этого подставим поля $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$ из (4) в (2) и (3). После несложных преобразований находим

$$\frac{d\sigma_{1,2}}{dz} = A_{1,2} \sigma_{1,2} + B_{1,2} \sigma_{2,1}^* e^{i\delta kz} + \frac{g \int |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \tilde{\epsilon}_{1,2} \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}^*}{\tilde{\epsilon}_{10}} \right\} ds}{2\rho_{10}} + \frac{g \int \tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4 \tilde{\epsilon}_{2,1}^* \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}^*}{\tilde{\epsilon}_{10}} \right\} ds}{2\rho_{10}} e^{i\delta kz} + \left(\frac{\partial \tau}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_1 \right) \tilde{\epsilon}_{1,2} - \frac{1}{2} g |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \tilde{\epsilon}_{1,2} + \frac{g}{2\rho_{10}} \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}^*}{\tilde{\epsilon}_{10}} \right\} \int |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \tilde{\epsilon}_{1,2} \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}^*}{\tilde{\epsilon}_{10}} \right\} ds = \quad (7)$$

$$= \sigma_{1,2} \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}}{\tilde{\epsilon}_{10}^*} \right\} \left[\frac{1}{2} g |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 - A_{1,2} \right] + \sigma_{2,1}^* \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}}{\tilde{\epsilon}_{10}^*} \right\} \left[\frac{1}{2} g \tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4 - B_{1,2} \right] \exp(i\delta kz) + \frac{g}{2} \exp(i\delta kz) \left[\tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4 \tilde{\epsilon}_{2,1}^* + \frac{1}{\rho_{10}} \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}^*}{\tilde{\epsilon}_{10}} \right\} \int \tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4 \tilde{\epsilon}_{2,1}^* \left\{ \frac{\tilde{\epsilon}_{10}^*}{\tilde{\epsilon}_{10}} \right\} ds \right], \quad (8)$$

где $A_{1,2} = \frac{g \int |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \tilde{\epsilon}_{1,2} ds}{2\rho_{10}}$, $B_{1,2} = \frac{g \int \tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4 \tilde{\epsilon}_{1,2} ds}{2\rho_{10}}$, $\rho_{10} = \int |\tilde{\epsilon}_{10}|^2 ds$.

Первое слагаемое в правой части (7) при $g > 0$ соответствует усилению (ослаблению) волны $\tilde{\epsilon}_1$ ($\tilde{\epsilon}_2$) в поле накачки $\tilde{\epsilon}_3$ ($\tilde{\epsilon}_4$), и величина $A_{1,2}$ всегда имеет отличное от нуля среднее значение. Коэффициент B , характеризующий четырехфотонное взаимодействие, в среднем отличен от нуля лишь для скоррелированных между собой волн накачек $\tilde{\epsilon}_3$ и $\tilde{\epsilon}_4$.

Предположим, что поле $\tilde{\epsilon}_{10}$ статистически независимо от $\tilde{\epsilon}_{3,4}$. Тогда $A_{1,2} = \frac{g}{2} \frac{\langle |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \rangle}{\langle |\tilde{\epsilon}_{10}|^2 \rangle} = \frac{g}{2} \left[\langle |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \rangle + \langle |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \rangle \right]$, а коэффициент

$$B = \frac{g}{2} \overline{\tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4} = \frac{g}{2} \left[\sigma_3 \sigma_4 + \overline{\tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4} \right]$$
 . Анализ возбуждаемых источников в правой части (7) составляющих $\tilde{\epsilon}_{1,2}$ можно провести с использованием методов марковских случайных процессов [1*], так же как это делалось в работе [52] при исследовании ОВФ при ВР. Выполненная таким образом оценка покаывает, что слагаемые $\frac{g}{2} \int_{\mathbb{R}^3} |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 \tilde{\epsilon}_{1,2} \begin{Bmatrix} \tilde{\epsilon}_{10}^* \\ \tilde{\epsilon}_{10} \end{Bmatrix} ds + e^{i\delta_{kz}} \int \tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4 \tilde{\epsilon}_{2,1}^* \begin{Bmatrix} \tilde{\epsilon}_{10}^* \\ \tilde{\epsilon}_{10} \end{Bmatrix} ds$ в правой части (7), связанные с составляющими $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$, возбуждаемыми источниками $\sigma_{1,2} \begin{Bmatrix} \tilde{\epsilon}_{10} \\ \tilde{\epsilon}_{10}^* \end{Bmatrix} \left[\frac{1}{2} g |\tilde{\epsilon}_{3,4}|^2 - A_{1,2} \right]$ и $\sigma_{2,1}^* \begin{Bmatrix} \tilde{\epsilon}_{10} \\ \tilde{\epsilon}_{10}^* \end{Bmatrix} \left[\frac{1}{2} g \tilde{\epsilon}_3 \tilde{\epsilon}_4 - B \right] e^{i\delta_{kz}}$, по порядку величины равны $(A_{1,2} z_k^{(1)}) A_{1,2} \sigma_{1,2} + (B z_k^{(1)}) B \sigma_{2,1}^* e^{i\delta_{kz}}$, где длина $z_k^{(1)} = \min \{z_{k3}, \sqrt{z_{k1}, z_{k3}}\}$ ($z_{k,i} = k \rho_i^2$) определяется масштабами поперечной корреляции ρ_i функций $\tilde{\epsilon}_{10}$ и $\tilde{\epsilon}_{20}$. При $A_{1,2} z_k^{(1)} \ll 1$ и $B z_k^{(1)} \ll 1$ можно пренебречь вкладом полей $\tilde{\epsilon}_{1,2}$ в уравнения для коэффициентов $\sigma_{1,2}$. Однако для оценки вклада составляющих $\tilde{\epsilon}_{1,2}$ в поля $\tilde{\epsilon}_{1,2}$ необходимо оценить их интенсивность и сравнить ее с интенсивностью выделенных слагаемых $|\sigma_1|^2$ и $|\sigma_2|^2$. Этот вклад при $A_{1,2} z_k^{(1)} \ll 1$ и $B z_k^{(1)} \ll 1$ оказывается пренебрежимо малым, если нарастание полей $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$ за счет их взаимодействия в поле накачек $\tilde{\epsilon}_3$ и $\tilde{\epsilon}_4$ не происходит более быстрым темпом, чем нарастание коэффициентов σ_1 и σ_2 . Чтобы нарастание не шло более быстрыми темпами, поля $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$ не должны иметь какого-либо преимущественного усиления из-за наличия в них структур, воспроизводящих поля $\tilde{\epsilon}_3$ и $\tilde{\epsilon}_4$. (Динамика нарастания таких структур аналогична динамике нарастания коэффициентов σ_1 и σ_2 с заменой $A_{1,2}$ и B их удвоенными значениями). Поскольку в источниках для полей $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$ относительный вес таких воспроизводящих структур очень мал, то при не слишком боль-

ших значениях инкрементов это условие нетрудно выполнить. Кроме того, инкременты для $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$ не будут превышать соответствующие величины для σ_1 и σ_2 , если можно пренебречь флуктуациями интенсивностей $|\tilde{\epsilon}_3|^2$ и $|\tilde{\epsilon}_4|^2$, и профиль инкремента $g|\tilde{\epsilon}_3|^2$ (или декремента $g|\tilde{\epsilon}_4|^2$) заменить на средние значения. Условия такой замены записываются в виде

$$M_{\text{эф}} g |\tilde{\epsilon}_3|^2 z_{k_3} \ll 1, \quad M_{\text{эф}} g |\tilde{\epsilon}_4|^2 z_{k_3} \ll 1, \quad (9)$$

где $M_{\text{эф}}$ — полный инкремент, характеризующий эффективное усиление наиболее интенсивно нарастающей волны ($\tilde{\epsilon}_1$ при $g > 0$ или $\tilde{\epsilon}_2$ при $g < 0$).

Если теперь рассмотрим уравнения для $\tilde{\epsilon}_3$ и $\tilde{\epsilon}_4$, то получим, что в них можно пренебречь членами с $\tilde{\epsilon}_3$ и $\tilde{\epsilon}_4$ при выполнении условий, аналогичных (9). Сопоставляя все эти результаты, находим, что от уравнений (2) и (3) можно перейти к вторично укороченным уравнениям для σ_1 (5) и (6), когда выполняются условия

$$M_{\text{эф}} g |\sigma_3|^2 z_{k_3} \ll 1; \quad M_{\text{эф}} g |\sigma_4|^2 z_{k_3} \ll 1; \\ M_{\text{эф}} g |\sigma_1|^2 z_{k_1} \ll 1; \quad M_{\text{эф}} g |\sigma_2|^2 z_{k_1} \ll 1. \quad (10)$$

Кроме того, для исключения эффектов преимущественного усиления, приводящих к искажениям полей $\tilde{\epsilon}_1$ и $\tilde{\epsilon}_2$, в последних должны быть пренебрежимо малы компоненты $\tilde{\epsilon}_{30}$ и $\tilde{\epsilon}_{30}^*$, воспроизводящие встречные волны накачки. Аналогично в полях $\tilde{\epsilon}_3$ и $\tilde{\epsilon}_4$ не должны возбуждаться компоненты $\tilde{\epsilon}_{10}$ и $\tilde{\epsilon}_{10}^*$.

Динамика преобразования слабых сигналов

Проанализируем решение системы уравнений в приближении, когда исходная $\tilde{\epsilon}_1$ и обращенная $\tilde{\epsilon}_2$ волны остаются слабыми по сравнению с обеими волнами накачек, поля которых будем считать заданными. Полагая σ_3 и σ_4 постоянными,

Нетрудно найти $\sigma_2(L)$. При $\delta k \ll g |\sigma_{3,4}|^2$

$$R = \left[\frac{\sigma_3 \sigma_4 (1 - e^{M/2})}{|\sigma_3|^2 + |\sigma_4|^2 e^{M/2}} \right]^2, \quad M = g (|\sigma_3|^2 + |\sigma_4|^2) L. \quad (11)$$

Из формулы (11) следует, что в случае $g > 0$ при $|\sigma_3|^2 \gg |\sigma_4|^2$ значение $R = \frac{|\sigma_2|^2}{|\sigma_1|^2}$ может существенно превышать единицу. При $M/2 \gg 1$ существует оптимальное значение интенсивности встречной накачки $|\sigma_4|^2 = |\sigma_3|^2 e^{-M/2}$, при котором коэффициент преобразования в обращенную волну достигает максимума $R_{\max} = \frac{1}{4} e^{M/2}$. Поскольку при учете эффектов насыщения значение инкремента ограничивается величиной $M_{\max} = \ln \frac{|\sigma_3(0)|^2}{|\sigma_4(L)|^2}$, то коэффициент преобразования ограничивается на уровне

$$R \ll \sqrt{\sigma_3^2(0) / \sigma_1^2(L)}. \quad (12)$$

В области малых σ_4^2 коэффициент R увеличивается с ростом встречной накачки, так как при этом вынужденная сила $\mathcal{E}_4^* \mathcal{E}_2$ не приводит к заметному подавлению фоновой волны и волна \mathcal{E}_4 рассеивается в \mathcal{E}_2 на "заданной" волнами \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_3 решетке Q . Падение R после прохождения оптимума связано с тем, что накачка \mathcal{E}_4 и генерируемая волна \mathcal{E}_2 начинают существенно влиять на решетку Q , ослабляя ее уже при меньших значениях \mathcal{E}_2 . Этот эффект объясняется тем, что при стоксовом сдвиге волны \mathcal{E}_1 относительно встречной накачки \mathcal{E}_3 фазовая скорость возбуждаемой ими фоновой волны Q направлена вдоль оси x . Волна \mathcal{E}_4 , рассеиваясь на бегущей ей навстречу решетке Q , излучает волну \mathcal{E}_2 с антистоксовым сдвигом. Из закона сохранения энергии ясно, что переизлучение кванта с большей частотой возможно только при отборе энергии от решетки. Поэтому чрезмерное увеличение амплитуды волны \mathcal{E}_4 приводит к уменьшению коэффициента преобразования. С этим же связано и то, что в поле равных накачек коэффициент R , как легко показать, не превышает единицы [81].

Поскольку коэффициент преобразования при слабой встреч-

ной накачке может существенно превысить единицу, то в определенных условиях амплитуда волны σ_2 может сравняться с амплитудой волн σ_3 или σ_4 , даже если амплитуда исходной волны σ_1 была очень мала. Тогда приближение заданного поля обеих накачек перестает быть справедливым. Например, при оптимальном значении $\sigma_4^2 = \sigma_3^2 e^{-M/2}$ интенсивность

обращенной волны $\sigma_2 \approx \frac{\sigma_1}{4} e^{M/2}$ будет меньше интенсивности σ_4^2 ; если $\sigma_1^2 \leq \sigma_3^2 e^{-M}$. В частности, когда

значение σ_1^2 сравнимо с интенсивностью спонтанных шумов

(см. ниже), параметр M , характеризующий в обычных условиях полный инкремент ВР, должен быть меньше, чем величина $M_n \approx 20$. Поэтому предельные значения коэффициента преобразования составляют величину порядка

$$R_{max} = \frac{1}{4} \exp 10.$$

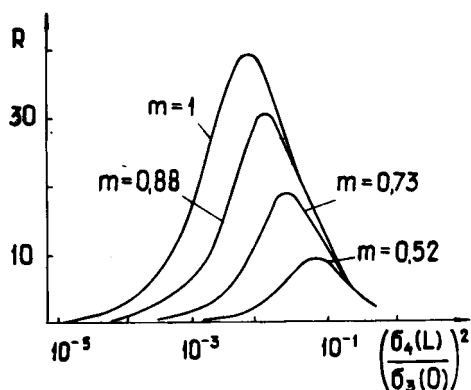
При нарушении приближения заданного поля отраженная волна σ_2 вследствие ослабления волны накачки насыщается на уровне, не превышающем значение σ_4 .

В этом случае для нахождения коэффициента преобразования систему уравнений (5) и (6) интегрировали численно в предположении, что расстройка δk пренебрежимо мала. Для такой задачи, когда значение поля σ_2 на границе $x=0$ равно нулю, без ограничения общности можно считать, что все значения σ_j действительны. При численном интегрировании координата x нормировалась на длину взаимодействия L , а все поля — на такую постоянную амплитуду σ_{30} , при которой полный инкремент $M = g |\sigma_{30}|^2 L$ был равен 10 (этот параметр сохранялся постоянным во всех счетах). На рис.2 изображена

зависимость коэффициента преобразования $R = \left| \frac{\sigma_2(L)}{\sigma_1(L)} \right|^2$ от нормированной мощности накачки σ_4 при различных значениях параметра "насыщения" $m = \frac{\sigma_3^2(L)}{\sigma_3^2(0)}$, характеризующего относительное ослабление накачки σ_3 за счет преобразования ее энергии в волну σ_4 . Значения параметра m соответствуют различным значениям относительной интенсивности $\frac{\sigma_1^2(L)}{\sigma_3^2(0)}$

волны σ_1 на границе L (см. таблицу). Из рис.2 видно, что при уменьшении или увеличении m коэффициент преоб-

разования падает, в то время как в приближении заданного поля он не зависит от $\sigma_1^2(L)$. Это указывает на существенную роль эффектов насыщения. Сдвиг оптимального соотношения $\frac{\sigma_4^2(L)}{\sigma_3^2(0)}$ в сторону больших значений $|\sigma_4(L)|^2$ связан с эффективным уменьшением в режиме насыщения полного инкремента $M_{\text{эфф}} = \ln \sigma_1^2(0)/\sigma_1^2(L)$.



Р и с. 2. Зависимость коэффициента преобразования $R = \left| \frac{\sigma_2(L)}{\sigma_1(L)} \right|^2$ от интенсивности накачки σ_4

Для системы уравнений (5) и (6) существуют три первых интеграла, один из которых

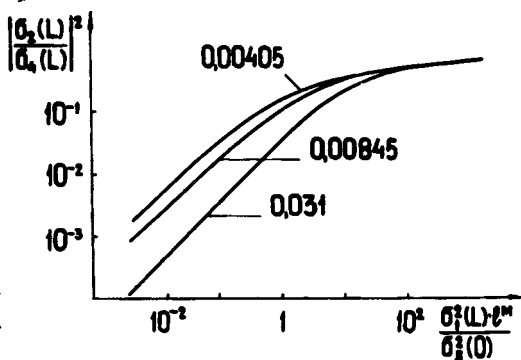
$$|\sigma_4|^2 - |\sigma_2|^2 = \text{const}. \quad (13)$$

Так как этот интеграл положителен, поскольку $\sigma_2(0) = 0$, то интенсивность отраженной волны всегда должна быть меньше

Т а б л и ц а

m	1	0,88	0,73	0,52
$\frac{\sigma_1^2(L)}{\sigma_3^2(0)}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$1,45 \cdot 10^{-5}$	$1,31 \cdot 10^{-4}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$

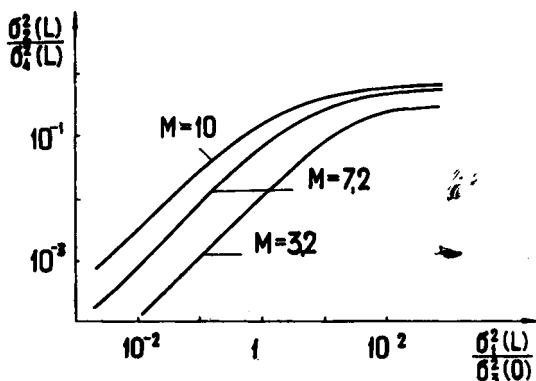
ше интенсивности $\sigma_4^2(L)$ накачки \mathcal{E}_4 . На это указывают и результаты расчета. На рис.3 приведено отношение $\frac{\sigma_2^2(L)}{\sigma_4^2(L)}$ в зависимости от нормированной интенсивности $\frac{\sigma_1^2(L)}{\sigma_3^2(0)}$ при различных значениях параметра $\eta = \frac{\sigma_4^2(L)}{\sigma_3^2(0)}$. Из этого рисунка видно, что при $\sigma_1^2(L)e^{\eta} \leq \sigma_3^2(0)$ эффекты насыщения не существенны, и значение $\sigma_2^2(L)$ растет линейно с $\sigma_1^2(L)$. Однако при $\sigma_1^2(L)e^{\eta} > \sigma_3^2(0)$ наступает насыщение и значение $\sigma_2^2(L)$ стремится (но не очень резко) к значению $\sigma_4^2(L)$ независимо от $\sigma_1^2(L)$. Это означает, что в режиме насыщения можно осуществлять ОВФ слабых входных сигналов \mathcal{E}_1 со стабилизацией интенсивности обращенной волны в широком диапазоне амплитудных вариаций принимаемого сигнала.



Р и с. 3. Зависимость интенсивности обращенной волны от интенсивности сигнальной волны

Если подлежащая ОВФ волна \mathcal{E}_1 имеет антистоксов сдвиг относительно накачки \mathcal{E}_3 , то $q < 0$. В том случае, когда $\delta_K \ll |q||\sigma_{3,4}|^2$, динамика процесса несколько отличается от рассмотренной выше. Хотя в приближении заданных полей \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 коэффициент преобразования R по-прежнему определяется формулой (11), максимальная величина R достигается уже не при $\sigma_4 \ll \sigma_3$, а, наоборот, при $\sigma_3 \ll \sigma_4$, а именно при $\sigma_3 \approx \sigma_4 \exp(-q|\sigma_4|^2 L/2)$ (предполагается, что

$\frac{|g||\sigma_4|^2 L}{2} \gg 1$). Интересно отметить, что здесь, в отличие от уже рассмотренного случая, ОВФ происходит за счет рассеяния волны σ_4 в стоксов сателлит. В результате одновременно с ОВФ усиливается решетка Q . Так как в этом процессе накачка σ_4 , преобразуемая в обращенную волну σ_2 , имеет амплитуду большую, чем другая накачка σ_3 , то в нелинейном режиме амплитуда отраженной волны $\sigma_2(L)$ ограничивается сверху на более высоком уровне. Это следует также из интеграла сохранения (13). На рис.4 приведены результаты численных расчетов отраженной стоксовой волны в зависимости от интенсивности падающей антистоксовой при различных значениях инкремента $M = g|\sigma_4|^2 L$. Из рисунка видно, что при достаточно больших значениях интенсивности падающей волны σ_4 достигается режим насыщения, в результате чего интенсивность обращенной волны ограничивается на уровне $|\sigma_4(L)|^2$.



Р и с. 4. Результаты расчетов интенсивности отраженной стоксовой волны в зависимости от интенсивности падающей антистоксовой волны при различных значениях инкремента $M = g|\sigma_4|^2 L$

Шумовое излучение при четырехфотонных процессах

Перейдем теперь к оценке шумов в рассматриваемом методе ОВФ. Прежде всего заметим, что шумы, связанные с "побочными" волнами, мы уже оценивали в начале данного раздела. В приближении заданных полей \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 их вклад не существен, если выполняются первые два неравенства (10).

Если частота ω_2 обращенной волны \mathcal{E}_2 отличается от частоты ω_3 попутной с ней волны накачки \mathcal{E}_3 (для этого необходимо, чтобы сдвиг между обеими накачками \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 не совпадал с частотой собственных колебаний среды), то эти волны можно различить даже в том случае, когда они распространяются в пределах одного и того же телесного угла. Однако при совпадающих частотах ω_3 и ω_2 оценку шумов в данной схеме ОВФ необходимо проводить с учетом непосредственного вклада поля \mathcal{E}_3 . Эта оценка выполнена в следующем разделе.

Перейдем теперь к расчету собственных шумов устройства ОВФ. Проведем его в приближении заданного поля накачек \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 , полагая, что их фазовые множители комплексно-сопряжены относительно друг друга, а амплитуды постоянны. Для учета шумовых волн в уравнения (2) и (3), записанные для Фурье-компонент частотного спектра $\mathcal{E}_1(\Omega)$ и $\mathcal{E}_2(\Omega)$ введем, как это обычно делается при исследовании ВР, ланжевеновские источники $F_{1,2}(\Omega, \vec{r})$, ответственные за естественные шумы процесса четырехфотонного взаимодействия. Эти источники в условиях, когда параметрические взаимодействия волн отсутствуют, приводят к спонтанному или молекулярному рассеянию света (см., например, [2*, 3*]).

В приближении заданного поля обеих накачек ОВФ исходной волны \mathcal{E}_1 происходит независимо от преобразования шумов в этой же системе. Поэтому найдем только шумовую часть поля на выходе, а затем сравним интенсивность шумов с интенсивностью обращенной волны.

Ясно, что вдоль оси z будет излучаться шум на двух частотах, сдвинутых на частоту собственных колебаний среды относительно ω_4 в стоксову и антистоксову область. Аналогично в направлении против оси z будет излучаться шум на двух частотах, сдвинутых относительно ω_3 в стоксову и антистоксову область.

Рассмотрим далее для определенности только шум, распространяющийся вдоль оси z . Отыскивая решение соответствующих уравнений при $\text{Re} q^2 > 0$, определим интенсивность шума вблизи антистоксовой (относительно ω_1) частоты; при $\text{Re} q^2 < 0$ приведенные ниже формулы дадут интенсивность шума вблизи стоксовой (относительно ω_4) частоты $(q^2 = \frac{g^2}{1+i\Omega/\gamma})$.

Граничные условия задаются на разных границах, причем поля $\mathcal{E}_{1\Omega}(L)$ и $\mathcal{E}_{2\Omega}(0)$ должны совпадать с полем нулевых флуктуаций [3*]. Тогда для получения правильного ответа в рассматриваемом нами классическом подходе из полученных значений спектральной интенсивности $I_1(\Omega, \bar{\kappa}_1)$ и $I_2(\Omega, \bar{\kappa}_1)$ полей $\mathcal{E}_1(0, \bar{\tau}_1, t)$ и $\mathcal{E}_2(L, \bar{\tau}_1, t)$ необходимо вычесть спектральную интенсивность поля нулевых флуктуаций. Опуская промежуточные выкладки, выпишем здесь окончательное выражение только для интенсивности шума в плоскости $z=l$, приходящейся на единицу телесного угла и единицу спектрального интервала (для простоты положим расстройку волновых векторов

$\delta\kappa=0$):

$$\frac{dI_2}{d\Omega} = \kappa^2 I_2(\Omega, \bar{\kappa}_1, L) = \frac{\kappa^2}{(2\pi)^3} \hbar \omega \times$$

$$\times \frac{\left(\xi + \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \eta \right) \text{sgn} g (e^{M(\Omega)} - 1) - 4 \left[\frac{1}{2} + \bar{n}(\omega) \right] \left\{ e^{\frac{1}{2}M(\Omega)} \cos \left[\frac{1}{2} M(\Omega) \frac{\Omega}{\gamma} \right] - 1 \right\}}{\frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} e^{M(\Omega)} + 2 e^{\frac{1}{2}M(\Omega)} \cos \left[\frac{1}{2} M(\Omega) \frac{\Omega}{\gamma} \right] + \frac{|\mathcal{E}_3|^2}{|\mathcal{E}_4|^2}} \quad (14)$$

где

$$M(\Omega) = \frac{g(|\mathcal{E}_3|^2 + |\mathcal{E}_4|^2)L}{1 + \Omega^2/\gamma^2} ;$$

$$\xi = \begin{cases} 1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega), & \text{Re} q^2 > 0 \\ \bar{n}(\Omega_0) - \bar{n}(\omega), & \text{Re} q^2 < 0 \end{cases} ;$$

$$\eta = \begin{cases} \bar{n}(\Omega_0) - \bar{n}(\omega), & \text{Re} q^2 > 0 \\ 1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega), & \text{Re} q^2 < 0 \end{cases} ;$$

γ - ширина линии спонтанного рассеяния.

Из анализа полученного выражения можно сделать вывод о том, что ширина частотного спектра шума и асимметрия его стоксовой и антистоксовой составляющих существенно зависят от соотношения $|\mathcal{E}_3|^2/|\mathcal{E}_4|^2$. В частности, при увеличении $|\mathcal{E}_3|^2/|\mathcal{E}_4|^2$ антистоксова составляющая спектра сужается. Асимметрия частотного спектра шума сказывается не только в различии ширины полосы стоксовой и антистоксовой составляющих, их абсолютные величины также могут существенно отличаться друг от друга. Сравним, например, эти спектральные составляющие при $\Omega=0$ и $M(\Omega=0)=\gamma(|\mathcal{E}_3|^2+|\mathcal{E}_4|^2)L \gg 1$. Рассмотрим сначала случай, когда $|\mathcal{E}_4|^2/|\mathcal{E}_3|^2 \gg 1$. Тогда

$$I_2(\Omega=0, L) = \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left[\bar{n}(\Omega_0) - \bar{n}(\omega) \right], \quad g > 0. \quad (15a)$$

$$I_2(\Omega=0, L) = \begin{cases} \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \frac{|\mathcal{E}_4|^4}{|\mathcal{E}_3|^4}, & 1 \ll \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \ll e^{\frac{1}{2}M(\Omega=0)} \\ \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] e^{M(\Omega=0)} \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \gg e^{\frac{1}{2}M(\Omega=0)}, & \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \gg e^{\frac{1}{2}M(\Omega=0)}, g < 0. \end{cases} \quad (15b)$$

Формула (15 б) относится к обычному ВР. При увеличении $|\mathcal{E}_3|^2$ (см. (15 д)) возможно подавление ВР за счет сильной зависимости I_2 от $|\mathcal{E}_3|^2$. Заметим, что в этом случае антистоксова составляющая шума ($\text{Re } g^2 > 0$) слаба по сравнению со стоксовой ($\text{Re } g^2 < 0$).

Если $|\mathcal{E}_3|^2/|\mathcal{E}_4|^2 \gg 1$, то

$$I_2(\Omega=0, L) = \begin{cases} \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \frac{|\mathcal{E}_3|^2}{|\mathcal{E}_4|^2}, & 1 \ll \frac{|\mathcal{E}_3|^2}{|\mathcal{E}_4|^2} \ll e^{\frac{1}{2}M(\Omega=0)} \\ \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} e^{M(\Omega=0)} \frac{|\mathcal{E}_3|^2}{|\mathcal{E}_4|^2} \gg e^{\frac{1}{2}M(\Omega=0)}, & \frac{|\mathcal{E}_3|^2}{|\mathcal{E}_4|^2} \gg e^{\frac{1}{2}M(\Omega=0)}, g > 0 \end{cases}$$

$$I_2(\Omega=0, L) = \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left\{ 1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) + 2 \left[\frac{1}{2} + \bar{n}(\omega) \right] \right\} \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2}; \quad g < 0. \quad (16)$$

Характер поведения $I_2(\Omega=0, L)$ в зависимости от $|\mathcal{E}_4|^2$ при $\text{Re } g^2 > 0$ позволяет сделать вывод о наличии оптимального режима усиления антистоксовой составляющей шума. При этом стоксова составляющая невелика.

До сих пор обсуждался вопрос о нахождении абсолютной величины спектральной интенсивности шума. Теперь необхо-

дим оценим интегральные значения соответствующих величин в той полосе, в пределах которой излучается "обращенная" волна \mathcal{E}_2 , а затем сравним полученные значения с интенсивностью этой волны. Если предположить, например, что перед системой ОВФ имеется линейный фильтр, пропускающий шумовое излучение вблизи $\Omega = 0$ в частотной полосе $\Delta\omega$ и телесном угле $\Delta\vartheta_T$, то оказывается, что предельная величина интенсивности принимаемого сигнала I_1 при $\text{Re}q^2 > 0$ должна удовлетворять условию

$$I_1 \gg I_{\min} = \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left\{ 1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) + \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \left[\bar{n}(\Omega_0) - \bar{n}(\omega) \right] \right\} \Delta\Omega \Delta\vartheta_T \kappa^2, \quad (17)$$

$$g(|\mathcal{E}_3|^2 + |\mathcal{E}_4|^2)L \gg 1.$$

При равных интенсивностях накачек минимальное значение интенсивности полезного сигнала I_{\min} определяется только шумами, распределенными в среде, в то время как шумы на границе вклад в I_{\min} не вносят. В оптимальном режиме "отражения" полезного сигнала с антистоксовым сдвигом частоты, когда $|\mathcal{E}_4|^2/|\mathcal{E}_3|^2 \ll 1$ условие (17) записывается в виде

$$I_1 \gg \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \Delta\Omega \Delta\vartheta_T \kappa^2. \quad (18)$$

В этом случае вклад собственных шумов среды и излучения в значение I_{\min} аддитивен.

Если теперь считать $\text{Re}q^2 < 0$, то условие аналогичное (17) примет вид

$$I_1 \gg \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left\{ \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \left[1 + \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \right] + 2 \left[\frac{1}{2} + \bar{n}(\omega) \right] \right\} \Delta\Omega \Delta\vartheta_T \kappa^2. \quad (19)$$

Разумеется, постановка специального фильтра не обязательна, поскольку частотная полоса $\Delta\Omega$ и телесный угол (угол "видения") могут задаваться самой нелинейной средой.

Если ввести сечение S принимаемой волны \mathcal{E}_1 и определить дифракционную расходимость как $\theta_g = \pi^{1/2}/\kappa S^{1/2}$, телесный угол $\Delta\vartheta_T$ выразить через угол видения $\theta(\Delta\vartheta_T = \frac{\pi\theta_g}{4})$, то формула (18) запишется в виде

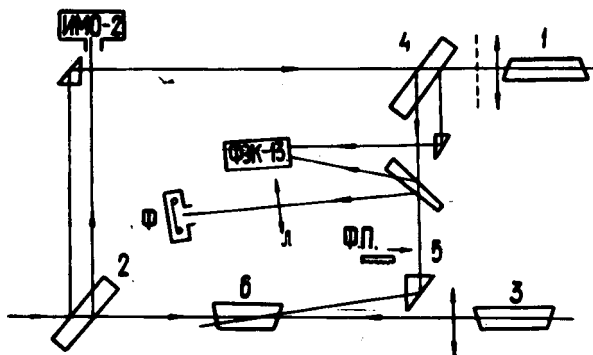
$$\bar{N} \gg \frac{1}{32\pi} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \Delta\Omega t \theta^2 / \theta_g^2, \quad (20)$$

где $\bar{N} = \left(\int p, dt \right) / \hbar\omega$ - число квантов в подлежащей ОВФ волне. Поскольку множитель $\Delta\Omega t \theta^2 / \theta_g^2$ характеризует число степеней свободы в полосе приема, то условие (20) означает, что при приеме слабых сигналов системой ОВФ с линей-

ной селекцией число квантов в падающей волне лимитируется снизу числом степеней свободы в полосе приема, т.е. зависит от частотной полосы $\Delta\Omega$ и угла "видения" θ . В то же время при ОВФ в системах с нелинейной селекцией типа ВРМБ (см. следующий раздел) соответствующее число квантов лимитируется (при некоторых ограничениях) числом степеней свободы в самой исходной волне \mathcal{E}_1 . Это отличие особенно важно тогда, когда параметры полосы приема $\Delta\Omega$ и θ существенно превышают ширину частотного $\Delta\Omega_c$ и углового θ_c спектра принимаемого сигнала. В последнем случае устройства с нелинейной селекцией позволяют осуществлять ОВФ более слабых сигналов, чем это могут сделать устройства с линейной селекцией.

Экспериментальные результаты

Экспериментальное исследование эффекта ОВФ при четырехфотонных процессах с двухквантовыми переходами проводилось в условиях, когда роль фоновой волны, с участием которой происходит параметрическое взаимодействие световых волн, играла волна гиперзвука, возбуждаемая накачкой \mathcal{E}_3 и подлежащей обращению волной \mathcal{E}_1 . Схема эксперимента представлена на рис. 5.



Р и с. 5. Блок-схема установки

Волна \mathcal{G}_1 возбуждалась посредством ВРМБ в кювете с ацетоном 1 при накачке сфокусированным лазерным пучком, ответвленной делительной пластинкой 2 от основного пучка накачки с длиной волны $\lambda_3 = 0,53 \text{ мкм}$, длительностью импульса $\tau_3 = 2 \text{ нс}$, диаметром луча $d_3 = 3 \text{ мм}$. Эта волна со стоксовым смещением частоты $\Delta \nu_{3,1} = \nu_3 - \nu_1 = 0,153 \text{ см}^{-1}$ направлялась длительной пластинкой 4 и призмой 5 в кювету 6, также заполненную ацетоном, под углом $\theta = 179,5^\circ$ к проходящему через эту же кювету основному пучку накачки

\mathcal{G}_3 Мощность подлежащей ОВФ волны изменялась в наших экспериментах в диапазоне $P_1 = 1 \pm 10 \text{ кВт}$, диаметр пучка составлял $d_3 = 3 \text{ мм}$. Эта мощность была существенно ниже порога ВРМБ в сфокусированном пучке, который зависит от расходимости исходной волны \mathcal{G}_1 . Так, например, когда волна \mathcal{G}_1 имела расходимость θ , в 210 раз большую дифракционной, для обращения ее волнового фронта с помощью ВРМБ необходимо было превысить порог, равный 30 МВт.

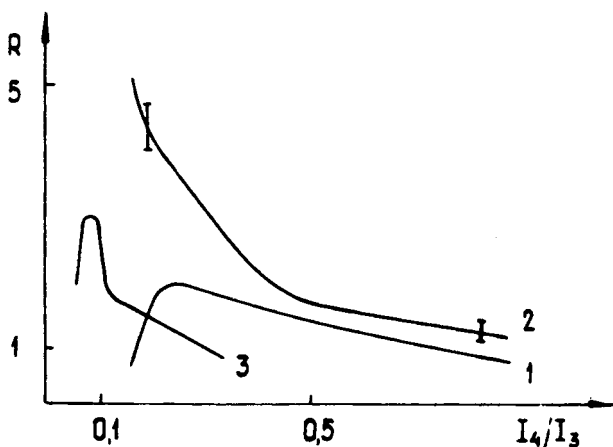
Встречная волна накачки \mathcal{G}_4 образовывалась отражением основной волны \mathcal{G}_3 от ВРМБ-зеркала 3 со стоксовым сдвигом частоты $\nu_{4,3} = \nu_4 - \nu_3 = 0,188$ (вода). В этом случае волновая расстройка $\delta_k = 4\pi(\nu_{13} - \nu_{43}) \approx 0,44 \text{ см}^{-1}$. Для удобства регистрации эффекта ОВФ на пути направленного в кювету 6 стоксова пучка обычно располагалась травленая в плавиковой кислоте фазовая пластинка (ФП), увеличивающая его расходимость до $\theta \approx 1,2 \cdot 10^{-2}$. Угловое распределение обращенного пучка, имеющего антистоксов (относительно ω_4) сдвиг частоты, фиксировалось в фокусе линзы Λ , причем для более четкой регистрации эффекта падающий пучок модулировался (перед ВРМБ-зеркалом 1) прямоугольной сеточкой (рис. 6, см. с. 171).

ОВФ в данном процессе наблюдалось, когда в качестве зеркала, отражающего накачку, использовалось плоское диэлектрическое зеркало, а также ВРМБ-зеркала с различными жидкостями [81]. Использование ВРМБ-зеркала в данном случае имеет ряд преимуществ, в частности обеспечивает автоматическую настройку системы, не требует для наблюдения ОВФ плоских волн накачек. Это особенно важно при работе с многомодовой накачкой, промодулированной, например, ФП, так как в этом случае постановка плоского зеркала на накачку \mathcal{G}_3 исключает эффект ОВФ (рис. 7, см. с. 172).

Поскольку эффект ОВФ сохраняется даже для многомодовых комплексно-сопряженных друг с другом пучков накачек, это дает возможность наблюдать его в неоднородной среде, вносящей сильные искажения во все взаимодействующие волны. В эксперименте неоднородности вносились путем нагрева кюветы 6, что вызывало сильную конвекцию рабочего вещества (рис.8, см.с.173). При этом в зависимости от степени нагрева распределение интенсивности в пучке, прошедшем кювету, носило качественно различный характер. Когда прохождение лазерного импульса не вызывало видимых изменений в кювете, неоднородности имели крупномасштабный характер (рис.8, а), при более сильном нагреве вскипание ацетона во время "вспышки" приводило к мелкомасштабному рассеянию (рис.8, б). В обоих случаях наблюдалось ОВФ стоксовой волны, хотя в ряде экспериментов его качество ухудшалось (рис. 9, см. с.173).

Искажения в обращенной волне ζ_2 в рассматриваемых случаях могут быть обусловлены несколькими причинами, например, амплитудной модуляцией волн накачек, которая становится уже значительной на длине кюветы 6, плохим воспроизведением крупномасштабных неоднородностей ВРМБ-зеркалом, их нестационарностью при вскипании и т.д. В ряде случаев расходимость волны накачки ζ_3 после прохождения кюветы была настолько большой, что порог ВРМБ в кювете 3 не достигался.

Для измерения коэффициента преобразования R стоксов ζ_1 и антистоксов ζ_2 сигналы подавались на фотоприемник ФЭК-13 и регистрировались осциллографом И2-7. Предварительная калибровка осуществлялась отражением стоксовой волны глухим зеркалом, помещенным на место кюветы 6. Поскольку импульсы встречных накачек были задержаны относительно друг друга, то отношение I_4/I_3 менялось во времени, что позволяло производить измерение зависимости $R=f(I_4/I_3)$ уже за одну "вспышку" лазера. Инерционность процесса, связанная с конечным временем релаксации гиперзвука ($\tau \approx 1$ нс), здесь практически незначительна, так как это время значительно меньше длительности импульса. На рис.10 представлены обработанные экспериментальные зависимости $R(I_4/I_3)$ для различных значений I_4^{max}/I_3^{max} и инкрементов $M=gI_3^{max}L$.

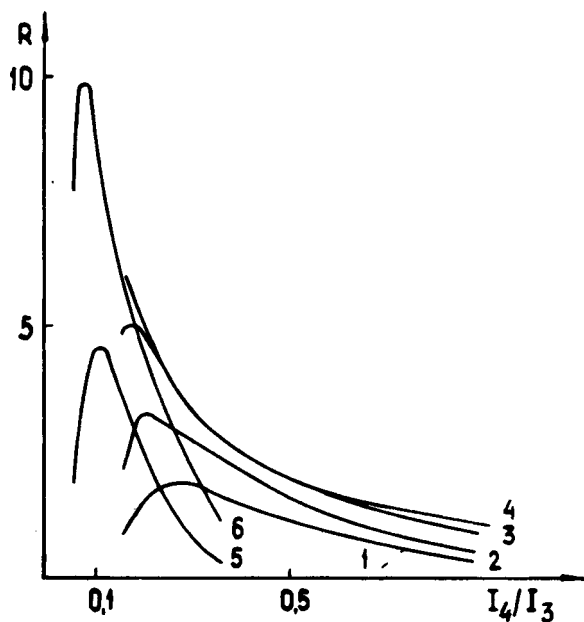


Р и с. 10. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения стоксовой волны $R = I_2(L)/I_1(L)$ от отношения интенсивностей накачек для различных значений величины $C = I_4^{\max}/I_3^{\max}$ и максимального инкремента $M = g I_3^{\max} L$: $C_{1,2} = 0,35$, $M_1 = 20$, $M_2 = 13$, $C_3 = 14$, $M_3 = 15$

Максимальный наблюдавшийся коэффициент отражения составил $R \approx 7$ (на рис.10 каждая кривая усреднена по нескольким лазерным "вспышкам"). На рис.11 построены соответствующие им теоретические графики по формуле (11) для гауссовых во времени импульсов накачки с такой длительностью и задержкой между ними, которая соответствует импульсам, используемым в эксперименте. Экспериментально измеренная зависимость $R(I_4/I_3)$ качественно согласуется с теоретической. Количественное сравнение затруднено по нескольким причинам, в частности, в связи с тем, что теория не учитывает ограниченность пучков в поперечном направлении, приводящую к эффективному уменьшению инкремента.

В связи с проведенными экспериментами имеет смысл кратко остановиться также на проблемах управления параметрами обращенной волны. В отличие от случая ОВФ ВРМБ-

-зеркалом, наличие при четырехфотонном взаимодействии двух волн накачки делает такое управление существенно более эффективным.



Р и с. 11. Теоретическая зависимость $R(I_4/I_3)$ при $C_{1,2,3,4}=0,35$, $C_{5,6}=0,14$, $M_1=4$, $M_2=6$, $M_3=10$, $M_4=20$, $M_5=6$, $M_6=10$

Так, например, амплитуду волны \mathcal{E}_2 и коэффициент преобразования R легко изменять, изменяя интенсивности волн накачки. Длительностью и формой импульса обращенной волны \mathcal{E}_2 можно управлять с помощью волны \mathcal{E}_4 . Амплитуду обращенной волны также можно модулировать, изменяя угол между волнами накачки. Эта модуляция очень чувствительна, так как малые изменения указанного угла ($\sim 10^{-3}$ и даже меньше) приводят к сильному изменению мощности волны \mathcal{E}_2 .

Коэффициент преобразования R спадает с увеличением волновой расстройки, и это также можно использовать для управления его значением. Минимальная величина расстройки

$\delta k = 0$ достигается, если встречная накачка \mathcal{E}_4 имеет относительно попутной накачки \mathcal{E}_3 тот же частотный сдвиг, что и подлежащая ОВФ сигнальная волна \mathcal{E}_1 . При этом, однако, прямым взаимодействием обеих накачек можно пренебречь лишь при условии, что их поляризации ортогональны (речь идет о том случае, когда фонная волна – скалярная). Преимуществом ОВФ в условиях $\delta k = 0$ является то, что в этом случае можно использовать большие длины взаимодействия или взаимодействие в светопроводе, в результате чего удается снизить интенсивности обеих волн накачек.

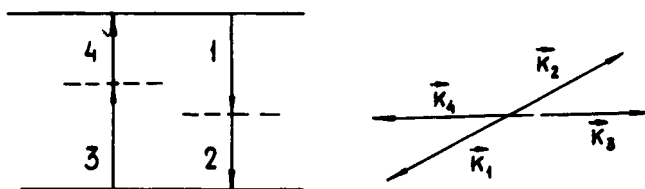
Поскольку в рассмотренном выше эксперименте встречная волна \mathcal{E}_4 рассеивается в обращенную по отношению к \mathcal{E}_4 волну \mathcal{E}_2 на скалярной гиперзвуковой решетке, то направления векторов поляризации волн \mathcal{E}_2 и \mathcal{E}_4 совпадают. Поэтому, изменяя поляризацию поля \mathcal{E}_4 , можно управлять поляризацией обращенной волны. В ряде случаев, например, целесообразно использовать ортогонально-поляризованные накачки \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 . Это существенно облегчает "развязку" волн \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_2 , что немаловажно для уменьшения шума, связанного с проникновением волны \mathcal{E}_3 в канал излучения обращенной волны \mathcal{E}_2 .

Заметим, что при четырехфотонных процессах может быть осуществлено также ОВФ стоковой волны с пространственно-неоднородным состоянием поляризации. Для этого каждая из волн накачки \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 должна состоять, например, из двух компонент, направленных под достаточно большим углом друг к другу и имеющих ортогональные поляризации. Каждая из компонент накачки будет взаимодействовать только с соответствующей ее поляризации частью стокова излучения, создавая две гиперзвуковые решетки. Компоненты встречной накачки будут рассеиваться лишь на соответствующих их поляризации составляющих решетки в волну \mathcal{E}_2 с обращенным по отношению к волне \mathcal{E}_4 волновым фронтом и тем же состоянием поляризации. Аналогичным образом может быть осуществлено ОВФ волны \mathcal{E}_1 , состоящей из набора независимых по пространственной структуре гармоник разных частот, существенно перекрывающего ширину линии спонтанного рассеяния. В этом случае накачка \mathcal{E}_5 должна состоять, например, из набора направленных под углом друг к другу плоских волн с частотами, сдвинутыми относительно соответствующих гармоник сигнала в антистоксову область на величину Ω_0 . При $\mathcal{E}_4 \sim \mathcal{E}_3^*$ неоднородный в пространстве и во времени сиг-

Сигнал будет переизлучаться в обратном направлении в волну $\mathcal{G}_2 \sim \mathcal{G}_1^*$.

Возможны и другие более сложные схемы внесения необходимой информации в обращенную волну. Например, если встречная накачка \mathcal{G}_4 представляет из себя набор квазимонохроматических волн \mathcal{G}_4^i с частотами ω_4^i в пределах волновой расстройки $\delta_k = 4\pi(\omega_3 - \omega_4^i) < q\Gamma_3$, то на решетке, возбуждаемой волнами \mathcal{G}_3 и \mathcal{G}_1 , все они будут рассеиваться в обращенные по отношению к \mathcal{G}_1 волны с частотами $\omega_4^i + (\omega_3 - \omega_1)$. Если интенсивности всех встречных волн накачек \mathcal{G}_4 достаточно малы, так что они не оказывают заметного влияния на решетку, то, изменяя их поляризации и интенсивности или углы наклона, можно модулировать обращенную волну, формируя, таким образом, многоканальную систему передачи информации с ОВФ. Если же подлежащая обращению волна \mathcal{G}_1 имеет "плавающую" по известному закону частоту, то, изменяя соответствующим образом частоту волны \mathcal{G}_3 (так, чтобы $\omega_3 - \omega_1 = \text{const}$), можно было осуществлять согласованный прием сигнала, что существенно повышает помехозащищенность устройства ОВФ.

В заключение отметим, что в условиях двухквантового поглощения ОВФ возможно не только в комбинационных процессах, когда разность частот $\omega_3 - \omega_1 = \omega_2 - \omega_4 = \Omega_0$ попадает в резонанс с собственными колебаниями среды, но также в процессах типа двухквантового поглощения, когда сумма частот $\omega_3 + \omega_4$ обеих накачек \mathcal{G}_3 и \mathcal{G}_4 совпадает с частотой Ω_0 (рис.12). Эти процессы, однако, за недостатком места здесь рассматриваться не будут.



Р и с . 12. Диаграмма энергетических уровней и волновых векторов при четырехфотонном взаимодействии в условиях двухквантового поглощения

Предельные возможности ОВФ в статических голограммах

Интересно сравнить полученные в этом разделе результаты с предельными возможностями ОВФ, характерными для обычных статических голограмм.

Предположим, например, что падающая на голограмму, подлежащая ОВФ монохроматическая волна \mathcal{E}_1 частоты ω_1 имеет угловой спектр, сосредоточенный в пределах угла видения θ . Для ее оптимальной регистрации опорная волна \mathcal{E}_3 с частотой $\omega_3 = \omega_1$ должна освещать голограмму под углом, также лежащим в пределах угла θ . (В противном случае размеры интерференционных полос уменьшаются по сравнению с оптимальными, что затрудняет их регистрацию при небольшой энергии поля в волне \mathcal{E}_1). Если считать, что для фиксации голограммы опорная волна \mathcal{E}_3 должна иметь строго определенную фазу, то приходится допустить наличие в этой волне флуктуаций плотности числа квантов δn . Функция корреляции флуктуаций δn при $T \rightarrow 0$ определяется выражением, подобным тому, которое имеет место для флуктуаций концентрации частиц в идеальном газе [4*],

$$\langle \delta n(\vec{r}_1, t) \delta n(\vec{r}'_1, t') \rangle = \frac{\bar{n}}{V} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}'_1) \delta(t - t'), \quad (21)$$

где $\bar{n} = \epsilon |\mathcal{E}_3|^2 / 2\pi \hbar \omega$ — плотность числа квантов.

Изменение диэлектрической проницаемости фотоматериала голограммы $\Delta \epsilon \sim (\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_3)^2$, вызванное полями \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_3 , запишем при $\mathcal{E}_1 \ll \mathcal{E}_3$ в виде

$$\Delta \epsilon \approx \text{const} [\mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{E}_1 + |\mathcal{E}_3|^2], \quad (22)$$

где $|\mathcal{E}_3|^2 = (2\pi \hbar \omega / \epsilon) (\bar{n} + \delta n)$

Поскольку член, пропорциональный \bar{n} даст равномерное зачернение фотопленки, то его рассматривать не будем, а сравним только вклад от слагаемого δn , связанного с флуктуациями интенсивности в опорной волне, с вкладом от интерференционного слагаемого $\mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_3^* \mathcal{E}_1$. Оценка показывает, что вклад последнего члена в правой части (22) будет определяющим, если число квантов в волне \mathcal{E}_1 , приходящееся на характерный масштаб $\rho \sim 1/k \theta^2$ одной регистрируемой на голограмме неоднородности будет существенно превышать единицу. Отсюда следует, что предельные возможности ОВФ слабых сигналов при использовании статических го-

лограмм для регистрации фазового распределения поля в волне \mathcal{E}_1 те же, что и при параметрических процессах, т.е. определяются полосой приемного устройства. В частности, при увеличении угла видения θ потребность регистрации излучения на меньшем масштабе приводит к возрастанию необходимой мощности волны \mathcal{E}_1 даже при ее прежней расходимости.

3. ОВФ слабых сигналов с использованием ВР

Как уже указывалось во введении, ОВФ слабых световых сигналов за счет их собственного ВР практически недостижимо, поскольку в оптическом диапазоне пороговая мощность накачки, после превышения которой начинается ВР, обычно достаточно велика (~ 10 – 100 кВт и более). Поэтому для ОВФ излучения непосредственно с помощью его собственного ВР требуется, как правило, предварительное усиление оптического сигнала. Это может быть достигнуто либо в обычных квантовых усилителях, либо в усилителях, основанных на параметрическом или комбинационном преобразовании энергии накачки в полезный сигнал. Однако во всех усилителях подобного рода вместе с полезным сигналом нарастают шумы суперлюминесценции. Влияние этих шумов особенно заметно, когда мощность сигнала меньше или сравнима с мощностью суперлюминесценции. Если устройство ОВФ не способно отделить полезный сигнал от сопровождающих его шумов, то предельно допустимый уровень мощности сигнала лимитируется (снизу) шумами суперлюминесценции усилителя. Подобное ограничение может проявиться, например, когда ОВФ осуществляется с использованием вырожденного четырехфотонного взаимодействия волн в безынерционных кубических средах с электронной нелинейностью (стекло, вода и т.п.). Ясно, что указанное ограничение не позволяет достаточно использовать широкополосные усилители с большим углом видения. В то же время, если устройство ОВФ способно отсеleccionировать полезный сигнал и в отраженном в обратном направлении излучении оно может существенно ослаблять шумовую составляющую, то предельно допустимый уровень сигнала еще более снижается. Одним из устройств, осуществляющих такую селекцию, является ВРМБ-зеркало. В данном разделе рассматриваются условия, при выполнении которых ВРМБ-зеркало может се-

Лективно отразить излучение с ОВФ, а также оценивается уровень мощности полезного сигнала, ниже которого ОВФ с одновременным воспроизведением временной модуляции не достигается.

Нелинейная селекция излучения в ВРМБ-зеркале

Для того чтобы определить, каким образом происходит ОВФ полезного сигнала на фоне шума, рассмотрим ВРМБ в светопроводе при накачке широкополосным пространственно-некогерентным излучением. Пренебрегая дисперсией групповых скоростей составляющих волны накачки, представим ее поле $E_L = \sum e_k \mathcal{G}_k$ в виде суммы произведений функций $e_k(\eta)$ и $\mathcal{G}_k(\vec{r}_\perp, z)$, ортогональных по пространственным и временным координатам

$\int e_k e_m^* d\eta = W_k \delta_{k,m}$, $\int \mathcal{G}_k \mathcal{G}_m^* ds = \delta_{k,m}$.
(T и S - масштабы ортогональности), причем функции $\mathcal{G}_k(\vec{r}_\perp, z)$ при $z > 0$ выберем таким образом, чтобы все они удовлетворяли тому же квазиоптическому уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \Delta_\perp \right) \mathcal{G}_k = 0,$$

которому удовлетворяет поле E_L . Указанное разложение для любой наперед заданной функции E_L является единственным за одним исключением: к новому, отличному от e_k и \mathcal{G}_k базису e'_k и \mathcal{G}'_k могут быть приведены лишь члены с одинаковыми "энергиями" W_k .

Если в стоковом излучении составляющую, воспроизводящую накачку, искать в виде $\mathcal{G}_s = \sum_{k'} c_{k'} \mathcal{G}_{k'}$, то при полном инкременте $M_k = g(k_L \theta_L^2)^{-1} \sum_k |e_k|^2$ на длине продольной корреляции $z_k = (k_L \theta_L^2)^{-1}$, малом по сравнению с единицей, для коэффициентов c_k получим уравнение

$$\nu \frac{\partial c_k}{\partial \eta} + \frac{\partial c_k}{\partial z} = -g \frac{1}{2} g \sum_{k'} e_{k'}(\eta) \int_{-\infty}^{\eta} d\eta' e^{-i(\eta-\eta')} \left[e_i^*(\eta') c_k(z, \eta') + e_k^*(\eta') c_i(z, \eta') \right],$$

где

$$\nu = \nu_L^{-1} + \nu_s^{-1}.$$

(23)

В наиболее важном для ОВФ случае, когда можно пренебречь расстройкой групповых скоростей накачки ν_L и стоксовой волны ν_s и положить $\nu = 0$, решение уравнения (23) ищем в виде $c_i = \sum_k \alpha_{ik}(\eta, z) e_k(\eta)$. Если масштаб ортогональности T существенно меньше времени релаксации $\tau = \gamma^{-1}$, то коэффициенты α_{ik} — медленно изменяющиеся (в масштабе T) функции времени удовлетворяют уравнению

$$\alpha_{ik} = -\frac{gT}{2} \int_{-\infty}^{\eta} d\eta' \exp[-\gamma(\eta - \eta')] \left[\overline{|e_i(\eta')|^2} \alpha_{ki}(z, \eta') + \overline{|e_k(\eta')|^2} \alpha_{ik}(z, \eta') \right]. \quad (24)$$

При функциях $\overline{|e_i|^2}$, медленных в сравнении с τ , решение (24) имеет вид:

$$\alpha_{ik} = (\overline{|e_k|^2} + \overline{|e_i|^2})^{-1} \left\{ \left[\alpha_{ik}(L) \overline{|e_k|^2} + \alpha_{ki}(L) \overline{|e_i|^2} \right] \exp \left[g(\overline{|e_i|^2} + \overline{|e_k|^2})(L - z) \right] + \alpha_{ik}(L) - \alpha_{ki}(L) \right\}.$$

При $(\overline{|e_i^{\max}|^2} - \overline{|e_j|^2})gL > 1$ дискриминация инкрементов может привести к усилению такой составляющей в стоксовом излучении, которая воспроизводит с ОВФ наиболее интенсивную компоненту в разложении поля E_L по ортогональным функциям e_k и \tilde{e}_k , даже если интенсивность этой компоненты мала по сравнению с суммарной интенсивностью всего поля E_L . (Эту особенность отражения излучения от ВРМБ-зеркала можно определить как свойство нелинейной селекции).

Если за N обозначить характерное число наиболее мощных компонент $e_k \tilde{e}_k$, различие в энергии которых недостаточно для какой-либо дискриминации соответствующих им стоксовых компонент $c_k \tilde{e}_k$, а за $N_{\text{эфф}} = (\sum W_k)^2 / \sum W_k^2$ — число компонент, в которых сосредоточена основная доля энергии накачки ($N \lesssim N_{\text{эфф}}$), то нетрудно заметить, что селекция выделенных компонент возможна, если их общая интенсивность превышает $N/N_{\text{эфф}}$ долю интенсивности остатального излучения.

В том случае, когда когерентный сигнал $e_o(\eta) \tilde{e}_o(\tau_1, z)$ требуется отсеleccionировать от некогерентного излучения с полосой $\Delta\omega$, число N можно считать равным единице, а число $N_{\text{эфф}}$ на интервале времени τ будет ограничено сверху значением $\tau \Delta\omega$ (предполагается, что эта величина

на мала по сравнению с θ^2 / θ_0^2 , где θ и $\theta_0 \sim \frac{1}{kS^{1/2}}$ — реальная и дифракционная расходимость). Отсюда следует, что когерентный сигнал может быть отселектирован на фоне некогерентного излучения, если его интенсивность слабее суммарной интенсивности шума не более чем в $\tau \Delta\omega$ раз. Так, например, если требуется отделить когерентный сигнал от некогерентного излучения суперлюминесценции, то в пределах, ограниченных условиями применимости полученных соотношений, минимальный уровень этого сигнала не зависит от ширины частотного спектра суперлюминесценции $\Delta\omega$ (с увеличением $\Delta\omega$ растет не только интенсивность некогерентного излучения, но и усиливаются селективные свойства ВРМБ-зеркала).

Интересно сравнить полученный результат с возможностями ОВФ широкополосного излучения при четырехфотонном взаимодействии. В последнем случае, как показано в предыдущем разделе, при $\Delta\omega_1 \ll \gamma$ уровень шумов возрастает с увеличением ширины спектра $\Delta\omega_1$ подлежащей ОВФ волны (речь идет о четырехфотонном процессе, когда временная структура подлежащей ОВФ волны заранее неизвестна и использование методов согласованного приема исключено). Если же $\Delta\omega_1 \gg \gamma$, то в четырехфотонных схемах уровень шума с ростом $\Delta\omega_1$ перестает увеличиваться, однако при этом уменьшается интенсивность отраженного сигнала, что также ограничивает возможность его выделения на фоне собственных шумов устройства ОВФ. Аналогичный результат имеет место и при беспороговом ОВФ в условиях развитого ВР, возбуждаемого мощной лазерной волной. В этом случае независимое от накачки увеличение ширины спектра подлежащего ОВФ сигнала также снижает уровень интенсивности отраженного в обратном направлении излучения [80].

Селектирующие свойства ВРМБ-зеркала усиливаются при использовании вместо светопровода линзы и кюветы, расположенной в фокальной перетяжке выделенных N -компонент и имеющей примерно такую же продольную длину. Если расходимость этих компонент θ_0 существенно меньше расходимости θ остальных волн e_k, θ_k , то интенсивность выделенных компонент в области, где расположена кювета, дополнительно возрастает в θ^2 / θ_0^2 раз. Это приводит к тому, что допустимый верхний предел мощности некогерентного излучения, на фоне которого еще может быть отселектирован полез-

ный сигнал, больше мощности этого сигнала уже в $\frac{\Delta\omega}{\gamma} \theta^2 \theta_0^{-2}$ раз. Подобный предел накладывает принципиальные ограничения на возможность селекции полезного N -компонентного сигнала, предварительно прошедшего через оптический квантовый усилитель. Действительно, рассмотрим выражение для мощности шумов суперлюминесценции

$$P_{ш} = \hbar\omega\Delta\omega \left[\bar{n}(\omega, T_0) + \bar{n}(\omega, -T_1) + 1 \right] \theta^2 \theta_0^{-2} (K-1), \quad (25)$$

где $\bar{n}(\omega T) = [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]^{-1}$;

ω - частота поля, совпадающая при резонансном усилении с частотой перехода; T_0 - температура теплового излучения, равная температуре окружающей среды; $T_1 = \frac{\hbar\omega}{k_B} / \ln \frac{N_1}{N_2}$ - отрицательная температура усилителя, определяемая населенностью нижнего N_1 и верхнего N_2 уровней рабочего перехода его активных молекул; k_B - постоянная Больцмана; θ - угол видения усилителя; $\Delta\omega$ - его полоса; θ_0 - дифракционная расходимость, связанная с диаметром усилителя; K - коэффициент усиления. Учитывая, что мощность $P_{ш}$ может превысить мощность сигнала $P_0 = P_0^{св} K$ не более чем в $\frac{\Delta\omega}{\gamma} \theta^2 \theta_0^{-2}$ раз, находим, что ОВФ осуществимо, если только

$$P_1 \gg \theta_0^2 \theta_0^{-2} \hbar\omega\Delta\omega N N_{эф}^{-1} \left[\bar{n}(\omega, T_0) + \bar{n}(\omega, -T_1) + 1 \right]. \quad (26)$$

Условие (26) получено в предположении, что $\frac{\Delta\omega}{\gamma} \ll \theta_0 \theta_0^{-1}$. Если учесть, что для суперлюминесценции $N_{эф} = \tau_p \Delta\omega$, то формулу (26) можно переписать в виде:

$$\bar{N} \gg \gamma t N \left[1 + \bar{n}(\omega, T_0) + \bar{n}(\omega, -T_1) \right] \theta_0^2 / \theta_0^2. \quad (26')$$

При ОВФ частично-когерентного сигнала G_1 с полосой $\Delta\omega$, значение $N \sim \Delta\omega \tau_p$. В этом случае правая часть (26) примерно равна $\Delta\omega \tau_p \theta_0^2 / \theta_0^2$, что совпадает с числом степеней свободы в подлежащей ОВФ волне G_1 (предполагается, что $\bar{n} \ll 1$). Отсюда следует, что минимальное необходимое число квант в системе ОВФ, состоящей из предварительного усилителя и ВРМБ-зеркала, не зависит от частотной полосы усилителя и его угла видения, т.е. сочетание оптического усилителя и кюветы с линзой для ВР позволяет эффективно осуществлять ОВФ слабого оптического излучения с неизвестными заранее несущей частотой и углом прихода. Если подлежащий ОВФ сигнал является когерентным ($N=1$), то при $\bar{n} \ll 1$ правая часть (26) минимальна и равна $\gamma t \theta_0^2 / \theta_0^2$. При длительности импульса $t \sim 1/\gamma$ число квантов в полезном сигнале лимитируется (в рамках условий применимости

полученных выражений) характерным числом неоднородностей в поперечном сечении пучка θ_0^2/θ_g^2 .

Влияние эффектов насыщения в предварительном усилителе

До сих пор при проведении оценок считалось, что полезный сигнал и шумы суперлюминесценции до ВРМБ-зеркала усиливаются независимо. Однако это справедливо лишь до тех пор, пока эффекты насыщения в усилителе не приведут к уменьшению его коэффициента усиления. Если мощность полезного сигнала существенно ниже мощности шума, то вследствие насыщения относительный уровень сигнала еще более падает. Это приводит к "ужесточению" условий воспроизведения. Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Пусть полезный сигнал усиливается обычным лазерным усилителем. Тогда для грубых оценок воспользуемся уравнением

$$\frac{\partial I_L}{\partial z} = (1 + I_L/I_{нас}) I_L g, \quad (27)$$

где g - локальный инкремент, I_L - интенсивность поля насыщения. Входное значение $I_L(0)$ задается как сумма интенсивности затравочного шума, вызывающего суперлюминесценцию,

$$I_w(0) \approx \hbar \omega \Delta \omega (k\theta)^2 [1 + \bar{n}(\omega, T_0) + \bar{n}(\omega, -T_1)]$$

и интенсивности сигнала $I_o(0)$. Из (27) для величины $U(z) = I_o(z)/I_w(z)$ нетрудно получить интересующее нас соотношение $U(L)/U(0)$. При $I_o(0) \ll I_w(0)$

$$U(L)/U(0) = 1 / [1 + I_w(L)/I_{нас}], \quad (28)$$

где $I_w(L) = I_w(0) \exp[gL - I_w(L)/I_{нас}]$.

В режиме насыщения, когда $I_w(L)$ становится больше $I_{нас}$, отношение полезного сигнала и шума в процессе усиления уменьшается. Если ввести параметр M_n , соответствующий такому инкременту по слабому сигналу, при котором интенсивность суперлюминесценции сравнивается с интенсивностью насыщения $I_w(L) \approx I_{нас}$, то для оценок можно пользоваться формулой

$$U(L)/U(0) \sim 1 / (1 + gL - M_n) \quad (gL \gg M_n).$$

При $M_n \gg 1$ уже небольшое относительное увеличение накачки лазерного усилителя (или соответственно gL) будет приводить к заметному подавлению полезного сигнала. Так, например, в неодимовом усилителе с полосой $\Delta \omega \approx 10^2 \text{ см}^{-1}$

ги углом видения $\theta \approx 10^{-2}$ рад, $M_n \approx 12-15$. Поэтому уже двукрат-
 ное увеличение накачки усилителя приводит к уменьшению
 $U(L)/U(0)$ примерно на порядок. Таким образом, можно сделать
 вывод, что в схемах ОВФ разумно использовать усилители,
 работающие в линейном режиме. При этом интенсивность шумов
 люминесценции на выходе усилителя ограничена величиной
 порядка $I_{нас}$, и, следовательно, интенсивность полезного сиг-
 нала не может превысить уровень $I_{нас} I_0(0)/I_{ш}(0)$. Если
 устройство ОВФ основано на ВРМБ, имеющем некоторый по-
 рог срабатывания, то, по-видимому, в такой схеме (усилитель
 в сочетании с ВРМБ-зеркалом) желательно использовать ши-
 рокополосный лазерный усилитель с большим уровнем поля на-
 сыщения и максимально возможным уменьшением частотной
 полосы усиления (например, за счет введения большого линей-
 ного поглощения вне полосы частот полезного сигнала).

В заключение этого раздела заметим, что комбинационны
 ВР-усилитель еще более резко, чем лазерный, ограничивает
 усиление полезного сигнала при наличии насыщающего излуче-
 ния ВР. Это видно из аналогичного (28) выражения

$$U(L)/U(0) = 1 / [1 + I_{ш}(0)/I_{н}(0) e^{g I_{н}(0)L}] \quad (29)$$
 выписанного для попутного ВР-усилителя. Здесь $I_{ш}(0)/I_{н}(0)$ -
 отношение интенсивности затравочного шума к интенсивности
 накачки $I_{н}(0)$ на входе. Из (29) следует, что если накач-
 ка превышает пороговую величину, при которой $[I_{ш}(0)/I_{н}(0)] \times$
 $\times e^{g I_{н}(0)L} \sim 1$, то отношение $U(L)/U(0)$ резко падает. Это приводит к
 уменьшению относительной доли подлежащей ОВФ волны на фс
 не более мощного шума, т.е. затрудняет последующее селектив-
 ное выделение полезного сигнала.

ОВФ при ВР в режиме насыщения

Рассмотрим некоторые особенности ОВФ при ВР много-
 модовых полей в режиме насыщения. В отличие от процессов,
 ранее исследованных в этом разделе, основное внимание уде-
 лим здесь не ОВФ непосредственно мощной накачки, а обра-
 щению более слабой сигнальной компоненты, попадающей в кюве
 ту либо вместе с накачкой, либо вместе с затравочной встре-
 чной стоксовой (антисктоксовой) волной и имеющей частоту, ра-
 ную соответственно частоте накачки или встречной волны [7'
 81]. При такой постановке задача фактически сводится к

четырефотонному комбинационному взаимодействию в условиях, когда частота ω_4 встречной накачки $\hat{\epsilon}_4$ совпадает с частотой подлежащей ОВФ волны $\hat{\epsilon}_1$. В этом случае частота ω_2 обращенной волны $\hat{\epsilon}_2$ будет совпадать с частотой ω_3 накачки $\hat{\epsilon}_3$. В указанных условиях процесс ВР можно трактовать как комбинационное преобразование накачки, состоящей из двух ортогональных компонент $\hat{\epsilon}_L = \sigma_3 \hat{\epsilon}_{30} + \sigma_2 \hat{\epsilon}_{10}$ в стоксову (или антистоксову) волну $\hat{\epsilon}_S = \hat{\epsilon}_{30}^* \sigma_4 + \hat{\epsilon}_{10}^* \sigma_1$. Воспользуемся для его описания стандартной системой квазиоптических уравнений

$$\hat{L}\hat{\epsilon}_L = \frac{1}{2}g|\hat{\epsilon}_S|^2\hat{\epsilon}_L; \quad \hat{L}\hat{\epsilon}_S = \frac{1}{2}g|\hat{\epsilon}_L|^2\hat{\epsilon}_S \quad (30)$$

Выполняя процедуру, аналогичную той, которая была выполнена в разделе 2, получим для σ_j следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \sigma_{1,2}}{\partial z} = \frac{1}{2}g \left[\mu_{\alpha} |\sigma_{2,1}|^2 \sigma_{1,2} + |\sigma_{3,4}|^2 \sigma_{1,2} + \sigma_3 \sigma_4 \sigma_{2,1}^* \right]; \quad (31)$$

$$\frac{\partial \sigma_{3,4}}{\partial z} = \frac{1}{2}g \left[\mu_{\alpha} |\sigma_{4,3}|^2 \sigma_{3,4} + |\sigma_{1,2}|^2 \sigma_{3,4} + \sigma_1 \sigma_2 \sigma_{4,3}^* \right], \quad (32)$$

которая отличается от (5), (6) добавлением в правой части слагаемых, связанных с усилением волны $\hat{\epsilon}_4$ в поле $\hat{\epsilon}_3$ и ослаблением $\hat{\epsilon}_2$ в поле $\hat{\epsilon}_1$ ($\mu_{\alpha, \delta} = 2$, если пара волн $\hat{\epsilon}_1$ и $\hat{\epsilon}_2$ и соответственно пара волн $\hat{\epsilon}_3$ и $\hat{\epsilon}_4$ - пространственно-неоднородны; $\mu_{\alpha, \delta} = 1$, если указанные пары волн - плоские). Вид функций $\hat{\epsilon}_{10}$ и $\hat{\epsilon}_{30}$ ($\hat{L}\hat{\epsilon}_{30} = 0$) и граничные значения коэффициентов σ_j определяются входными полями $\hat{\epsilon}_1$ и $\hat{\epsilon}_2$, заданными на противоположных границах среды. Без ограничения общности далее будем считать $\sigma_2(0) = 0$. Если $g > 0$, то задача сводится к описанию процесса, наблюдавшегося экспериментально в [81] при $\omega_1 = \omega_4$. Если $g < 0$, то уравнения (31) будут описывать так называемое беспороговое ВРМБ, исследованное в работе [77]. В приближении заданного поля накачки, представимой в виде суммы плоской составляющей и пространственно-неоднородного фона, такая задача (при $g > 0$) рассматривалась в работе [22]. Исследование полной системы (31) требует привлечения численных расчетов. Однако ряд интересных результатов можно получить аналитически. Из четырех уравнений для коэффициентов σ_j удаётся составить уравнения для трех квадратичных величин $I_L(z) = |\sigma_3|^2 + |\sigma_2|^2$, $I_S(z) = |\sigma_4|^2 + |\sigma_1|^2$, $|\hat{\epsilon}_{10}|^2 = 1$ и функции $\psi_{LS} = \sigma_3 \sigma_4 + \sigma_1 \sigma_2$, совпадающей, как нетрудно

заметить, с проекцией накачки \mathcal{E}_L на усиливаемую волну $\mathcal{E}_s(\psi_{L,s} = \int \mathcal{E}_L \mathcal{E}_s ds)$:

$$\frac{dI_L}{dz} = g(I_L I_s + |\psi_{L,s}|^2); \quad \frac{dI_s}{dz} = g(I_L I_s + |\psi_{L,s}|^2); \quad \frac{d\psi_{L,s}}{dz} = g(I_L + I_s) \psi_{L,s}. \quad (33)$$

Эти же уравнения можно получить, если рассмотреть в рамках тех же исходных уравнений (30) непосредственно задачу о ВР пространственно-неоднородного пучка накачки \mathcal{E}_L . Поясним этот момент несколько подробнее. Для этого, во-первых, от уравнений (30), умножая их поочередно на \mathcal{E}_L и \mathcal{E}_s и складывая между собой, сделаем переход к уравнениям для функций корреляции $\psi_{L,L} = \overline{\mathcal{E}_L(\bar{R} + \bar{p}/2, z) \mathcal{E}_L^*(\bar{R} - \bar{p}/2, z)}$;

$$\psi_{s,s} = \overline{\mathcal{E}_s(\bar{R} + \bar{p}/2, z) \mathcal{E}_s^*(\bar{R} - \bar{p}/2, z)}; \quad \psi_{L,s} = \overline{\mathcal{E}_L(\bar{R} + \bar{p}/2, z) \mathcal{E}_s^*(\bar{R} - \bar{p}/2, z)}.$$

Такой переход потребует расщепления корреляторов четвертого порядка. Это расщепление может быть осуществлено в предположении нормального закона распределения полей \mathcal{E}_L и \mathcal{E}_s , которое выполняется, если

$$g|\mathcal{E}_L|^2 \kappa \rho_{L,s}^2 \ll 1, \quad g|\mathcal{E}_s|^2 \kappa \rho_{L,s} \ll 1,$$

где ρ_L и ρ_s — характерные масштабы поперечной корреляции полей \mathcal{E}_L и \mathcal{E}_s . В самом деле, многомодовые поля \mathcal{E}_L и \mathcal{E}_s в любой точке на плоскости $z = \text{const}$ можно представить как суперпозицию независимых полей, возбуждаемых $n = (\Delta z / z_k)^2$ (z_k равно либо $\kappa \rho_L$, либо $\kappa \rho_s$) некоррелированными источниками, расположенными в плоскости, отстоящей от z на расстоянии Δz , существенно превышающем z_k , но меньшем, чем $1/g|\mathcal{E}_{L,s}|^2$. При $z_k \ll (g|\mathcal{E}_{L,s}|^2)^{-1}$ число источников $N \gg 1$ и, в силу центральной предельной теоремы, закон распределения полей будет близок к нормальному. Учитывая это обстоятельство, корреляторы четвертого порядка с точностью до членов порядка $1/n$ можно заменить суммой произведений корреляционных функций второго порядка, в результате чего уравнения для $\psi_{L,L}(z, \bar{R}, \bar{p})$, $\psi_{s,s}(z, \bar{R}, \bar{p})$, $\psi_{L,s}(z, \bar{R}, \bar{p})$ принимают замкнутый вид $\kappa_L = \kappa_s = \kappa$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{L}{\kappa} \nabla_p \nabla_R \right) \psi_{L,L}(z, \bar{R}, \bar{p}) = g \left[\psi_{L,L}(z, \bar{R}, \bar{p}) \psi_{s,s}(z, \bar{R} + \bar{p}/2) + \psi_{L,s}(z, \bar{R} + \bar{p}/2) \psi_{L,s}^*(z, \bar{R}, \bar{p}) + \psi_{L,s}^*(z, \bar{R} - \bar{p}/2) \psi_{L,s}(z, \bar{R}, \bar{p}) + \psi_{s,s}(z, \bar{R} - \bar{p}/2) \psi_{L,L}(z, \bar{R}, \bar{p}) \right];$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{k} \nabla_p \nabla_R\right) \psi_{ss}(z, \bar{R}, \bar{p}) = g \left\{ \psi_{ss}(z, \bar{R}, \bar{p}) [\psi_{Ls}(z, \bar{R} + \bar{p}/2) + \psi_{Ls}(z, \bar{R} - \bar{p}/2)] + \right. \\ \left. + \psi_{Ls}(z, \bar{R} + \bar{p}/2) \psi_{Ls}^*(z, \bar{R}, \bar{p}) + \psi_{Ls}^*(z, \bar{R} - \bar{p}/2) \psi_{Ls}(z, \bar{R}, \bar{p}) \right\}; \quad (34)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{k} \nabla_p \nabla_R\right) \psi_{Ls}(z, \bar{R}, \bar{p}) = g \left\{ \psi_{Ls}(z, \bar{R}, \bar{p}) [\psi_{ss}(z, \bar{R} + \bar{p}/2) + \psi_{ss}(z, \bar{R} - \bar{p}/2)] + \right. \\ \left. + \psi_{ss}(z, \bar{R}, \bar{p}) \psi_{Ls}(z, \bar{R} + \bar{p}/2) + \psi_{ss}(z, \bar{R}, \bar{p}) \psi_{Ls}(z, \bar{R} - \bar{p}/2) \right\}$$

Теперь воспользуемся тем, что для полей с плоской огибающей $\nabla_R \psi = 0$ и координата \bar{p} входит в уравнения (34) как параметр. Считая $\bar{p} = 0$, из (34) для интенсивностей I_L и I_s и функции взаимной корреляции $\psi_{Ls}(\bar{p} = 0)$ получаем уравнения, совпадающие с (33). Эти уравнения допускают аналитическое решение [67], которое мы выпишем, введя параметр $\xi = |\psi_{Ls}|^2 / I_L I_s$ ($0 \leq \xi \leq 1$), характеризующий относительно величину взаимной корреляции полей \mathcal{C}_L и \mathcal{C}_s :

$$I_L(L) = (1-\nu) \beta \frac{1}{H} [(\beta-\nu) - \xi(0)\nu(\beta-1)]; \quad I_s(L) = \nu c \frac{1}{H} [(\beta-\nu) - \xi(0)\nu(\beta-1)]; \quad \xi(L) = (\beta/H)^2 \xi(0) \nu c^4 / I_L(L) I_L(0) I_s(L), \quad (35)$$

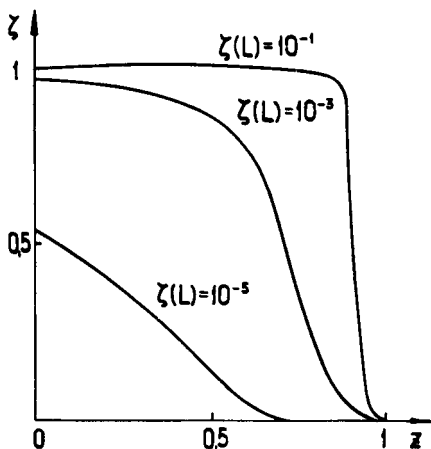
где $\nu = I_s(0) / I_L(0)$; $c = I_L(z) - I_s(z) = \text{const}$; $\beta = e^{gcl}$; $H = (\beta-\nu)^2 - \xi(0)\nu(\beta-1)^2$.

Анализ этого решения для $g > 0$ (ВР со стоксовым смещением частоты) показывает, что при $\xi(L) \gg e^{-n} \{M = \ln [I_L(0) / I_s(0)]\}$ в усиленном стоксовом излучении формируется в основном комплексно-сопряженная с накачкой структура и ее усиление происходит с удвоенным локальным инкрементом^{*}. Взаимная корреляция полей монотонно возрастает с некоторого начального значения $\xi(L)$, причем при $\xi(L) \gg e^{-n}$ значение $\xi(0)$ практически сравнивается с единицей (рис.13).

К сожалению, решение (35) имеет весьма ограниченную ценность для анализа четырехфотонного взаимодействия, описываемого уравнениями (31), так как при заданных $\mathcal{C}_{3,2}(0)$ и $\mathcal{C}_{4,1}(L)$ можно определить $I_L(0)$ и $I_s(L)$, но граничное значение ψ остается неопределенным. Если все же задать произвольно ψ_{Ls} в какой-либо плоскости и воспользоваться

^{*}) В заданном поле накачки условие $\xi(L) > e^{-n}$ соответствует условию наблюдения ОВФ при ВР [52].

решением (35), то все равно при известных значениях $\sigma_{3,2}(0)$ и $\sigma_{4,1}(L)$ закон изменения $\sigma_j(z)$ найти не удастся.



Р и с.13. Изменение относительной величины взаимной корреляции накачки и стоксовой волны при различных начальных значениях $\xi(L)$ и заданной величине

$$g \frac{I_L(0)L}{I_L(0)} \approx 20 \quad \text{и} \quad \frac{I_s(L)}{I_L(0)} = 10^{-5}$$

Ограниченность решения (35) еще более заметна применительно к задаче о ВР, в которой требуется проследить за эволюцией большего (чем два) числа ортогональных многомодовых волн, по которым раскладываются поля \hat{G}_s и \hat{G}_L . Действительно, если, например, \hat{G}_L и \hat{G}_s представить в виде $\hat{G}_L = \sum \sigma_{lj} \hat{G}_{j0}$, $\hat{G}_s = \sum \sigma_{sj} \hat{G}_{j0}^*$, $\hat{G}_{j0} = 0$ ($0 \leq j < N$), то для коэффициентов σ_{lj} и σ_{sj} получим уравнения:

$$\frac{d\sigma_{lj}}{dz} = \frac{1}{2} g \left\{ \sigma_{lj} \sum_{k=0}^N |\sigma_{sk}|^2 + \sigma_{sj}^* \sum_{k=0}^N \sigma_{lk} \sigma_{sk}^* \right\};$$

$$\frac{d\sigma_{sj}}{dz} = \frac{1}{2} g \left\{ \sigma_{sj} \sum_{k=0}^N |\sigma_{lk}|^2 + \sigma_{lj}^* \sum_{k=0}^N \sigma_{sk} \sigma_{lk} \right\}.$$

Из этих уравнений также можно получить систему (32) для величин $I_L = \sum |\sigma_{lj}|^2$, $I_s = \sum |\sigma_{sj}|^2$ и $\psi_{ls} = \sum \sigma_{lj} \sigma_{sj}$. Здесь уже ясно видно, что знания значений I_{ls} и ψ_{ls} недостаточно для определения поведения коэффициентов σ_{lj}, σ_{sj} .

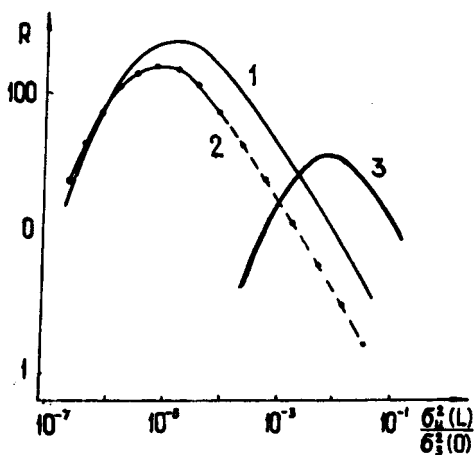
Рассмотрим подробнее четырехфотонное взаимодействие, описываемое уравнениями (31), (32), пренебрегая влиянием исходной \hat{G}_1 и обращенной \hat{G}_2 волн на взаимодействующие между собой накачки \hat{G}_3 и \hat{G}_4 . В этом случае для σ_1 и σ_2 в предположении $\sigma_2 \ll \sigma_3$, $\sigma_1 \ll \sigma_4$ получается

линейная система (5) (при $\delta k = 0$) с переменными коэффициентами σ_4 и σ_3 , изменение вдоль z определяется известным решением уравнений (31) с $\sigma_{1,2} = 0$ [5*]. Решение для σ_1 и σ_2 можно найти методом ВКБ. В интересующем нас случае, когда сигнальная волна имеет стоксову частоту, т.е.

$g > 0$, выражение для коэффициента преобразования $R = \left| \frac{\sigma_2(L)}{\sigma_1(L)} \right|^2$ примет вид $(\mu - 1)$:

$$R = 4 \left| \frac{\sigma_2(L)}{\sigma_4(L)} \right|^2 \left[\frac{|\sigma_3(L)| - |\sigma_3(0)|}{|\sigma_3(L)| + |\sigma_3(0)|} \right]^2 \quad (36)$$

Зависимость коэффициента преобразования от отношения $\left| \frac{\sigma_4(L)}{\sigma_3(0)} \right|^2$ при $g|\sigma_3(0)|^2 L = 10$ показана на рис.14.



Р и с. 14. Зависимость коэффициента преобразования $R = \left| \frac{\sigma_2(L)}{\sigma_1(L)} \right|^2$ от отношения $\left| \frac{\sigma_4(L)}{\sigma_3(0)} \right|^2$

Кривая 1 соответствует ВКБ-решению (36), а кривая 2 результату численного интегрирования уравнений (5). При небольших значениях $\sigma_4(L)$ коэффициент преобразования R примерно линейно растет с увеличением $\sigma_4(L)$. Когда $\sigma_4(L)$ сравнивается с величиной $\sigma_3(0)e^{-\pi/2}$ ($M = g|\sigma_3(0)|^2 L$), начинают сказываться эффекты насыщения по полю накачки σ_3 и величина R падает с ростом $\sigma_4(L)$. При $\sigma_4(L) < \sigma_3(0)e^{-\pi/2}$ накачка σ_3 мало изменяется в процессе нелинейного взаимодействия и коэффициент преобразования R согласно (36) примерно равен

$$R \approx \frac{1}{4} \left| \frac{\sigma_4(0)}{\sigma_3(0)} \right|^2 e^M.$$

Интересно сравнить коэффициент комбинационного преобразования R в случае, когда частота встречной накачки совпадает с частотой стоксовой волны ($\omega_4 = \omega_1$), со значением

R в случае разных частот, рассмотренном ранее в предыдущем разделе ($\omega_4 \neq \omega_1$). На рис. 14 при том же значении $gIL = 10$ приведена кривая 3, относящаяся к случаю разных частот. Этот рисунок, а также выполненные нами оценки показывают, что ОВФ слабых оптических сигналов с амплитудой $\sigma_1 \approx \sigma_3 \exp(-M/2)$ осуществляется более эффективно при использовании схемы с разными частотами, в то время как при $\sigma_1 \leq \sigma_3 e^{-M/2}$ предпочтительнее схема с совпадающими частотами. Последняя схема удобна также и тем, что в ней отсутствует волновая расстройка ($\delta_k = 0$).

Использование многомодовых накачек в условиях, когда частоты ω_1 и ω_2 совпадают соответственно с частотами ω_4 и ω_3 , приводит к дополнительному повышению уровня шума. Дело в том, что при сильно неоднородных полях \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 возбуждаемые ими "побочные" волны могут "забить" обращенную волну \mathcal{E}_2 . Действительно, если, например, многомодовая накачка \mathcal{E}_3 размазана равномерно в угле θ , а подлежащая ОВФ волна \mathcal{E}_1 сосредоточена в угле θ_1 , то при

$$\sigma_3^2(L)\theta^2/\theta_1^2 \gg \sigma_2^2(L)$$

шумовая составляющая на частоте ω_1 оказывается больше полезного сигнала $\sigma_2 \mathcal{E}_{10}$. Ее можно уменьшить, если поляризацию волны \mathcal{E}_1 выбрать ортогональной по отношению к \mathcal{E}_2 , но тогда изменится и значение коэффициента R (динамика преобразования в этом случае сведется к той, которая уже была рассмотрена на стр. 53).

При одномодовых волнах \mathcal{E}_3 и \mathcal{E}_4 , однако, за счет перекоса волны \mathcal{E}_1 относительно встречных пучков накачки можно устранить влияние волны \mathcal{E}_3 на обращенную компоненту \mathcal{E}_2 . Предельные возможности ОВФ здесь будут уже ограничены только собственными шумами, лимитирующими наименьший уровень принимаемого сигнала.

В настоящей работе особенности ОВФ слабых оптических сигналов были рассмотрены на примере ВР и одного из видов четырехфотонного параметрического преобразования. Это рассмотрение показывает, что предельные возможности устройства обращения лимитируются квантовыми и тепловыми шумами в чолосе принимаемого сигнала (вынужденное рассеяние) или при-

емного устройства (параметрическое преобразование). Этот вывод носит, по-видимому, в достаточной мере универсальный характер, в частности, он справедлив и для устройств ОВФ, основанных на трехфотонных параметрических процессах [7*].

Литература

1. Кляцкин В.И., Татарский В.И. - УФН, 1973, 110, с.499.
2. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. - ЖЭТФ, 1970, 58, № 1, с.314.
3. Бетин А.А., Пасманик Г.А. - Квантовая электроника, 1973 4(16), 173.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М., Наука 1964.
5. Tang C.L. - J.Appl.Phys., 1966, 37, 2945.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
7. Беспалов В.И., Дятлов А.И., Пасманик Г.А., Фрейдман Г.И. - Тезисы докладов 1X Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Л., 1978, с.244.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ РАССЕЯНИЯ СИГНАЛЬНОЙ ВОЛНЫ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ НАКАЧКИ ПРИ ВЫРОЖДЕННОМ ЧЕТЫРЕХФОТОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

С.Н.Власов, В.И.Таланов

Развитие слабых возмущений в поле встречных плоских волн накачки в среде с кубической нелинейностью впервые исследовалось в работах [1*, 2*] в связи с задачей самофокусировки встречных волновых пучков. В статье [107] предложено использовать такой тип четырехфотонного взаимодействия для ОВФ сигнальной волны. Это предложение экспериментально подтверждено рядом работ [108, 121]. Линейная теория ОВФ на встречных пучках приводит к заключению об ограничении накачки порогом самовозбуждения сигнальной волны, определяемым при равных интенсивностях встречных волн условием [108, 109]:

$$\beta = 2\Gamma L = \frac{\pi}{2}, \quad (1)$$

где $\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \frac{E_p^2}{2}$ - максимальный амплитудный инкремент поперечных возмущений в бегущей волне с амплитудой E_p ; n_2 - коэффициент нелинейности $(n = n_0 + n_2 \frac{E_p^2}{2})$.

Из теории, развитой в модели четырех взаимодействующих волн [7], следует, что условие генерации выполняется лишь при строго равных амплитудах встречных волн накачки, что, естественно, должно затруднить наблюдение такой генерации*.

* Впервые на это обстоятельство обратил внимание авторов А.И.Хижняк.

Ниже будет показано, что при учете всех взаимодействующих волн всегда, в том числе и при неравных амплитудах, порог безрезонаторной генерации волн неколлинеарных с накачкой достигается под некоторым определенным углом, зависящим от длины области взаимодействия, причем при одинаковых амплитудах он меньше определяемого условием (1).

Рассмотрим слой нелинейного диэлектрика толщиной L , находящегося в поле двух линейно поляризованных встречных волн накачки:

$$E_+ = E_{0+} \exp(i\varphi_+ - ikz - i\chi_+ z);$$

$$E_- = E_{0-} \exp(i\varphi_- + ikz + i\chi_- z),$$

где $E_{0\pm}, \varphi_{\pm}$ — постоянные амплитуды и фазы волн: $k = k_0 n_0$,

$\chi_{\pm} = \frac{k_0}{2} n_2 \left(|E_{\pm}|^2 + 2|E_{\mp}|^2 \right)$ — нелинейные поправки к постоянным распространения. Возмущенное присутствием сильной волны поле внутри слоя будем искать в виде

$$E_+ = (E_{0+} + u) \exp(i\varphi_+ - ikz - i\chi_+ z);$$

$$E_- = (E_{0-} + v) \exp(i\varphi_- + ikz + i\chi_- z).$$

Линеаризуя исходные уравнения задачи, для возмущений u и v в параболическом приближении получим систему:

$$\begin{aligned} 2i \frac{\partial u}{\partial z} &= \Delta_{\perp} u + \mathcal{E}_+(u + u^*) + 2\mathcal{E}_+ \mathcal{E}_-(v + v^*); \\ -2i \frac{\partial v}{\partial z} &= \Delta_{\perp} v + \mathcal{E}_-(v + v^*) + 2\mathcal{E}_+ \mathcal{E}_-(u + u^*), \end{aligned} \quad (2)$$

где сделан переход к безразмерным переменным $\bar{x}_1 = K \bar{x}_{1\text{разм}}$,
 $\bar{x} = K \bar{x}_{\text{разм}}$, $\bar{c}_\pm = \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} [c_{0\pm}]$. Решение системы (2)
должно быть получено при граничных условиях

$$u(0) = u_x \exp(-i \bar{x}_1 \bar{t}_1), \quad v(L) = 0, \quad (3)$$

соответствующих падению сигнальной волны слева на слой под некоторым углом $\alpha = \frac{\bar{x}_1}{K}$ к направлению распространения накачки.

В результате взаимодействия сигнальной волны с накачкой внутри слоя слева и справа от него возникнут соответственно волны $\tilde{v}_{\pm \bar{x}}$ и $\tilde{u}_{\pm \bar{x}}$, связанные с падающей волной соотношениями:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_{\bar{x}} &= R_{12} u_{\bar{x}}, & \tilde{u}_{\bar{x}} &= R_{22} u_{\bar{x}}, \\ \tilde{v}_{-\bar{x}} &= R_{11} u_{\bar{x}}^*, & \tilde{u}_{-\bar{x}} &= R_{21} u_{\bar{x}}^*. \end{aligned} \quad (4)$$

При равных амплитудах встречных волн накачки $\bar{c}_+ = \bar{c}_- = \bar{c}$ коэффициенты рассеяния определяются формулами:

$$\begin{aligned} R_{11} &= \frac{i}{\Delta} \left[\left(\frac{\bar{x}^2}{2h_1} + \frac{2h_1}{\bar{x}^2} \right) \sinh h_1 l \cosh h_2 l - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{\bar{x}^2}{2h_2} + \frac{2h_2}{\bar{x}^2} \right) \cosh h_1 l \sinh h_2 l \right]; \\ R_{12} &= \frac{1}{\Delta} \left\{ \left(\frac{h_2}{h_1} - \frac{h_1}{h_2} \right) \sinh h_2 l \sinh h_1 l - \right. \\ &\quad \left. - i \left[\left(\frac{\bar{x}^2}{2h_1} - \frac{2h_1}{\bar{x}^2} \right) \cosh h_2 l \sinh h_1 l - \right. \right. \end{aligned}$$

$$R_{21} = i \frac{-\left(\frac{x^2}{2h_2} - \frac{2h_2}{x^2}\right) \cosh h_1 l \sin h_2 l + \left(\frac{2h_2}{x^2} - \frac{x^2}{2h_2}\right) \sin h_2 l + \left(\frac{2h_1}{x^2} - \frac{x^2}{2h_1}\right) \sin h_1 l}{\Delta} ;$$

$$R_{22} = \frac{1}{\Delta} \left\{ 4 \left(\cosh h_1 l + \cos h_2 l \right) + i \left[\left(\frac{2h_2}{x^2} + \frac{x^2}{2h_1} \right) \sin h_2 l + \left(\frac{x^2}{2h_1} + \frac{2h_1}{x^2} \right) \sin h_1 l \right] \right\} ,$$

где

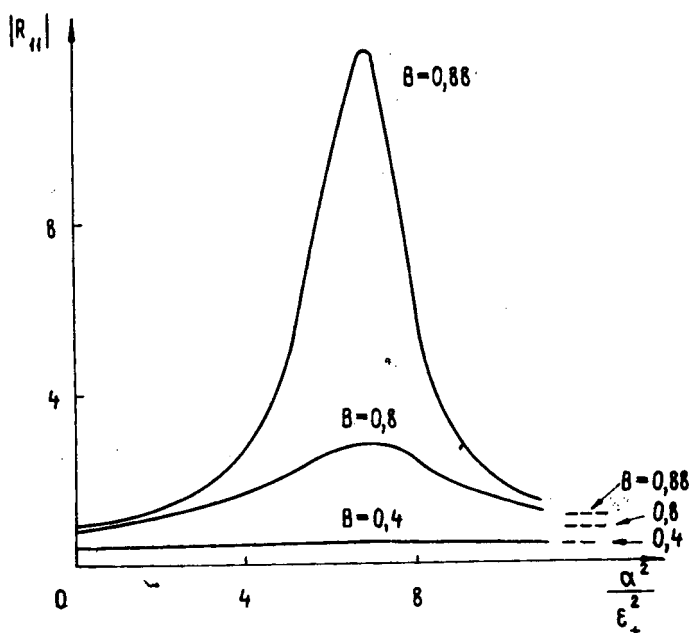
$$\Delta = 2 \left(1 + \cosh h_1 l \cos h_2 l \right) + \left(\frac{h_2}{h_1} + \frac{h_1}{h_2} \right) \sin h_1 l \sin h_2 l ;$$

$$h_1 = \frac{\alpha \sqrt{\alpha^2 - 6\epsilon}}{2} , \quad h_2 = \frac{\alpha \sqrt{\alpha^2 + 2\epsilon^2}}{2} , \quad l = \kappa L .$$

Из соотношений (4) следует, что обращение фазы возникает в волнах $u_{\vec{x}}$, $v_{\vec{x}}$, бегущих в поперечной плоскости противоположно сигнальной волне.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициента отражения сигнальной волны $|R_{11}|$ от угла падения α для ряда зна-

чений параметра B . Пунктиром слева отмечены предельные значения $|R_{11}|$ при больших $\alpha^2 \gg 10 \epsilon^2$, совпадающие со значениями $|R_{11}| = \operatorname{tg} B$, полученными в работах [108, 109]. Этим значениям соответствует пренебрежение взаимодействием друг с другом попутных возмущений $u_{\pm z}$ и $v_{\pm z}$. В области углов $\alpha^2 \leq 10 \epsilon^2$ (рис. 1)

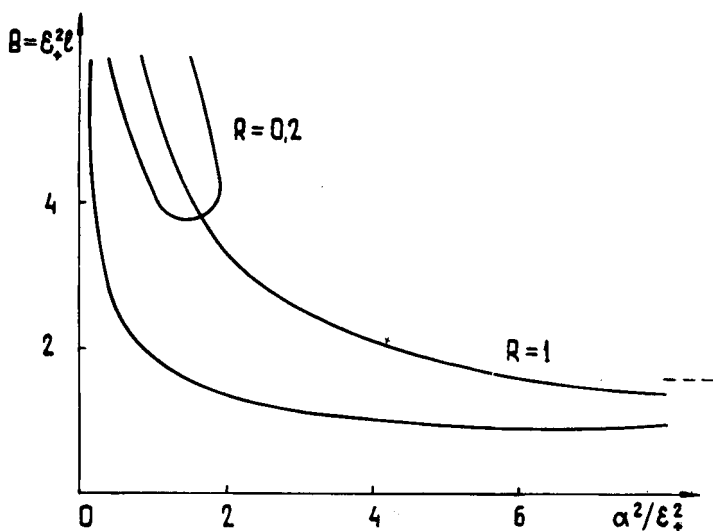


Р и с. 1. Амплитуда коэффициента отражения как функция угла при различных уровнях накачки

$$B = \epsilon_+^2 \ell$$

наблюдается сильная зависимость коэффициента отражения от угла падения волны, что должно приводить к искажению структуры отраженных пучков. С ростом параметра B коэффициент отражения $|R_{11}|$, а также остальные коэффициенты рассеяния обращаются в бесконечность впервые под некоторым углом $\alpha_{\text{онт}}^2 \sim 6,5 \epsilon^2$ при значении $B \approx 0,90$, которые в

1,74 раза меньше критического числа (1), определенного для больших углов рассеяния. Интересно отметить, что расходимость $|R_{11}|$ и соответственно порог генерации достигается не в максимуме ($\alpha^2 = 3\epsilon^2$) пространственного инкремента $|h_1|$ для безграничной среды, а в области устойчивости пространственных возмущений в такой среде (граница неустойчивости $\alpha_{cr}^2 = 6\epsilon^2$).



Р и с. 2. Области генерации на плоскости $B = \epsilon^2 l$ и $\frac{\alpha^2}{\epsilon_+^2}$ при $R=1$ и $R=0,2$

На рис.2 показана нейтральная кривая, ограничивающая первую область генерации на плоскости параметров $B = \epsilon^2 l$, $\frac{\alpha^2}{\epsilon_+^2}$. Эта область простирается неограниченно вправо, переходя в линию (показана пунктиром), отвечающую условию (1). При неравных амплитудах волн $\epsilon_+ > \epsilon_-$ аналогичная кривая на плоскости $B = \epsilon_+^2 l$, $\frac{\alpha^2}{\epsilon_+^2}$ лежит в области больших B и меньших углов и имеет справа предельную точку, поэтому при больших значениях $\frac{\alpha^2}{\epsilon_+^2}$ генера.

ция возникнуть не может, что согласуется с выводами работы [3*]. Например, при $|\epsilon_-|^2 / |\epsilon_+|^2 = 0,04$ генерация должна возникнуть под углом $\frac{\alpha^2}{\epsilon^2} \sim 1,65$ при значении $\beta \sim 3,8$. При уменьшении отношения $|\epsilon_-|^2 / |\epsilon_+|^2$ порог генерации неограниченно растет. При равных амплитудах фаза коэффициента отражения R_{11} не зависит от α , однако при неравных амплитудах такая зависимость возникает.

Описанные эффекты могут ограничивать интенсивность накачки и ширину углового спектра сигнальной волны в системах ОВФ.

Л и т е р а т у р а

1. Таланов В.И. Доклад на III Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике. Ереван, 1967.
2. Литвак А.Г., Фрайман Г.М. - Изв. вузов. Радиофизика, 1972, 15, №9, с.1341.
3. Marburger J.H., Lam J.F. - Appl.Phys.Lett., - 1979, 34, N.6, p.389.

димо оценить интегральные значения соответствующих величин в той полосе, в пределах которой излучается "обращенная" волна \mathcal{E}_2 , а затем сравнить полученные значения с интенсивностью этой волны. Если предположить, например, что перед системой ОВФ имеется линейный фильтр, пропускающий шумовое излучение вблизи $\Omega = 0$ в частотной полосе $\Delta\Omega$ и телесном угле $\Delta\vartheta$, то оказывается, что предельная величина интенсивности принимаемого сигнала I_1 при $\text{Re}q^2 > 0$ должна удовлетворять условию

$$I_1 \gg I_{\min} = \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left\{ 1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) + \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \left[\bar{n}(\Omega_0) - \bar{n}(\omega) \right] \right\} \Delta\Omega \Delta\vartheta \kappa^2, \\ g(|\mathcal{E}_3|^2 + |\mathcal{E}_4|^2) L \gg 1. \quad (17)$$

При равных интенсивностях накачек минимальное значение интенсивности полезного сигнала I_{\min} определяется только шумами, распределенными в среде, в то время как шумы на границе вклад в I_{\min} не вносят. В оптимальном режиме "отражения" полезного сигнала с антистоксовым сдвигом частоты, когда $|\mathcal{E}_4|^2/|\mathcal{E}_3|^2 \ll 1$ условие, (17) записывается в виде

$$I_1 \gg \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \Delta\Omega \Delta\vartheta \kappa^2. \quad (18)$$

В этом случае вклад собственных шумов среды и излучения в значение I_{\min} аддитивен.

Если теперь считать $\text{Re}q^2 < 0$, то условие аналогичное (17) примет вид

$$I_1 \gg \frac{\hbar\omega}{(2\pi)^3} \left\{ \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \left[1 + \frac{|\mathcal{E}_4|^2}{|\mathcal{E}_3|^2} \right] + 2 \left[\frac{1}{2} + \bar{n}(\omega) \right] \right\} \Delta\Omega \Delta\vartheta \kappa^2. \quad (19)$$

Разумеется, постановка специального фильтра не обязательна, поскольку частотная полоса $\Delta\Omega$ и телесный угол (угол "видения") могут задаваться самой нелинейной средой.

Если ввести сечение S принимаемой волны \mathcal{E}_1 и определить дифракционную расходимость как $\theta_g = \pi^2/k S^{1/2}$, телесный угол $\Delta\vartheta$ выразить через угол видения $\theta(\Delta\vartheta = \frac{\pi\theta_g}{4})$, то формула (18) запишется в виде

$$\bar{N} \gg \frac{1}{32\pi} \left[1 + \bar{n}(\Omega_0) + \bar{n}(\omega) \right] \Delta\Omega t \theta^2 / \theta_g^2, \quad (20)$$

где $\bar{N} = (\int \rho, dt) / \hbar\omega$ - число квантов в подлежащей ОВФ волне. Поскольку множитель $\Delta\Omega t \theta^2 / \theta_g^2$ характеризует число степеней свободы в полосе приема, то условие (20) означает, что при приеме слабых сигналов системой ОВФ с линей-

τ_f - время затухания гиперзвука; G - инкремент нарастания стоксовой волны, при пороговой интенсивности возбуждающего излучения, обычно равный 25;

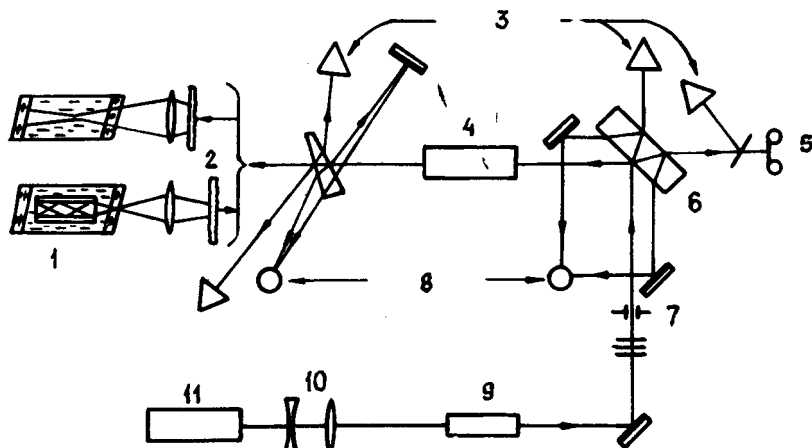
5) нестационарность рассеяния из-за эффекта группового запаздывания, когда пространственная длина импульса накачки становится сравнима или меньше длины активной области.

2. Блок-схема установки

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Излучение одномодового неодимового лазера с расходимостью $\theta = (2-3) \cdot 10^{-4}$ рад, длительностью импульса $\tau = 10-30$ нс и шириной линии $\Delta \nu \lesssim 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ заводится в систему усилителей, после чего направляется в кювету с активным веществом. Измерительный комплекс позволяет определять энергии и расходимости световых импульсов с обеих сторон усилителя. Парно измеряются параметры импульсов, распространяющихся как в прямом (по направлению распространения излучения задающего генератора), так и в обратном направлении. Фотоаппарат установлен в плоскости, сопряженной с плоскостью диафрагмы, ограничивающей пучок излучения задающего генератора. Экспериментально исследовалась как схема со светопроводом, так и без него при фокусировке излучения в кювету линзой. Для выяснения предельных возможностей данной методики обращения нами использовались следующие объекты, искажающие фазовую структуру волны накачки: стеклянные фазовые пластинки, полученные путем травления стандартных фотопластинок в плавиковой кислоте, рубиновые стержни низкого оптического качества, а также искусственная турбулентность атмосферы (рис. 2, см. с. 174). Турбулентность создавалась восходящим потоком горячего воздуха от нагретой до 700°C нихромовой спирали длиной 100 см, которая была натянута на 10 см ниже оси пучка накачки, выходящего из усилителя в прямом направлении. Применение этих объектов и их комбинаций позволяло менять расходимость излучения, вводимого в ВРМБ-кювету от $5 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-2}$ рад.

При использовании светопровода в зависимости от при -

мененного фазоискажающего объекта "параметр обращения" (т.е. доля энергии, содержащейся в отраженной волне по отношению ко всей рассеянной назад энергии) зависел от расходимости. Он составлял 0,2-0,4 при расходимости возбуждающего излучения от $5 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ рад и возрастал до значения ~ 1 при $\theta > 10^{-2}$ рад [78].

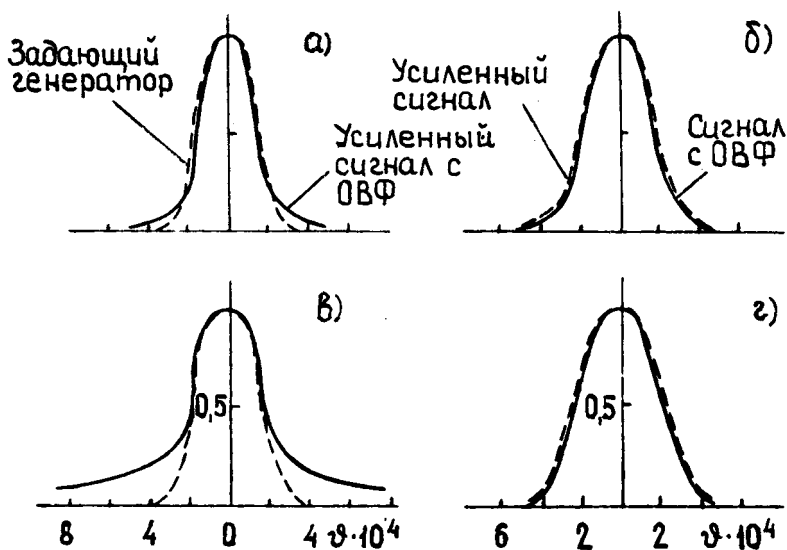


Р и с. 1. Блок-схема установки для исследования ВРМБ с ОВФ: 1 - светопровод; 2 - фазовые пластинки; 3 - калориметры; 4 - усилители; 5 - фотоаппарат; 6 - стеклянные пластинки; 7 - формирующая диафрагма; 8 - измерение расходимости; 9 - фарадеевский затвор; 10 - телескоп; 11 - одномодовый задающий генератор

Что касается экспериментов с фокусировкой излучения в кювету линзой, то здесь в исследованном нами диапазоне расходимостей возбуждающего излучения $\theta/\theta_0 \ll 100$ не удалось обнаружить корреляции между величиной расходимости и "долей воспроизведения"; можно даже непрерывно перейти к ОВФ одномодового гауссова пучка. Но необходимо отметить, что при малых расходимостях и существенных мощностях лазерного излучения качество воспроизведения начинает ухудшаться, равно как и при увеличении фокусного расстояния линз до 50-100 см. Эти результаты находятся в качественном согласии с существующими теориями [16, 17, 25, 46].

3. Насыщение усилителей

Насыщение усилителей влияет на качество обращения, когда диаметр усилительных стержней значительно превосходит диаметр усиливаемого светового пучка и имеется неполное воспроизведение. В этом случае в распространяющемся обратно стоксовом сигнале кроме волны, совпадающей с возбуждающей волной, имеется еще излучение, которое по пространственным характеристикам с последней никак не связано. Это фоновое излучение хотя и слабо (мы рассматриваем достаточно хорошее воспроизведение), но оно распространяется в основном по ненасыщенным участкам усилителя; насыщение же достигается только в пучке сильного обратного сигнала малого диаметра. Поэтому при обратном проходе усилителя амплитуда фонового излучения, "подтягивается" к амплитуде основного сигнала.



Р и с. 3. Диаграммы направленности излучений, зарегистрированные справа (а, в) и слева (б, г) от усилителя, изображенного на рис.1. Верхние распределения соответствуют полному ОВФ сигнала при отражении от ВРМБ-зеркала, нижние - неполному и при сильном насыщении усилителя

На рис.3 представлены нормированные угловые распределения интенсивностей сигналов в различных точках схемы. Верхний ряд кривых относится к случаю полного воспроизведения; нижний — неполного. Пунктирной кривой изображена диаграмма направленности задающего генератора. После прохождения усилителей в прямом направлении она слегка уширяется. Рассеянное кюветой в обратном направлении стоксово излучение полностью воспроизводит накачку в этой плоскости. При прохождении усилителей в обратном направлении компенсируются все искажения фронта волны и на выходе их стоксово излучение имеет такую же расходимость (и распределение в ближней зоне), как и задающий генератор. Нижний ряд кривых относится к распределениям излучений в тех же самых точках, что и верхний. Видно, что в результате усиления при обратном прохождении подчеркнулись крылья распределения; это связано с существенным насыщением усилителя в центральной части пучка. В наших условиях такие картины наблюдались, когда интенсивность фона составляла не менее 1% от величины основного отраженного сигнала. Отсюда ясно, что это нежелательное явление можно существенно ослабить, согласовав диаметры световых пучков и усилительных стержней.

4. Многоканальные пучки

Практически все мощные лазерные установки являются многоканальными. Отсюда возникает задача выбора схемы обращения каждого пучка по отдельности или всех вместе. Нами моделировался двухканальный режим работы лазера. Усиленное излучение расщеплялось на два пучка (рис. 4, см. с. 175). Они могли фокусироваться как в одну, так и в разные точки кюветы, и каждый из них можно было перекрыть непрозрачным экраном. Если в кювету фокусировался только один пучок, то при выполнении условий обращения назад также идет половинный световой пучок. Его расходимость приблизительно в два раза превышает расходимость усиленного излучения, падающего на расщепитель. На рис.4 представлены фотография поперечного распределения рассеянного назад излучения при вторичном проходе усилителя и аналогичная фотография для случая независимой фокусировки расщепленных пучков. Фазы рассеянных назад стоксовых волн в разных

пучках никак не связаны; от опыта к опыту их разность может меняться от 0 до 2π . На фотографии представлен крайний случай рассеяния в противофазе. Когда пучки фокусируются в одну точку и рассеиваются зависимым образом, то выходящее назад излучение собирается в один световой пучок, полностью подобный падающему на расщепитель. Результаты эти показывают, что для когерентного сложения пучков их необходимо обращать в одной кювете. Однако это может оказаться технически сложным. При независимом же ОВФ каждого пучка и их большом общем количестве мы будем приближаться к некогерентному сложению интенсивностей всех пучков.

5. Деполяризация излучения

Деполяризация возбуждающего излучения приводит к срыву режима ОВФ при ВРМБ. Фактически это происходит по следующей причине. Падающая деполяризованная волна представляет собой сумму двух пространственно неоднородных компонент со взаимно ортогональными поляризациями. Каждая из этих компонент возбуждает в среде независимую гиперзвуковую решетку. Рассеиваясь на своих собственных решетках, они создают стоксовы волны с обращенными волновыми фронтами и соответствующими поляризациями излучения. Рассеяние же на чужих решетках приводит фактически к образованию шумовых стоксовых волн.

Для светопровода такую задачу можно решить методом, развитым в работе [17] (см. также [45]). В приближении заданного поля накачки система укороченных уравнений для ВРМБ имеет вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \right) \vec{E}_c = i g_1 P^* \vec{E}_H \quad ;$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma \right) P = i g_2 \vec{E}_H \vec{E}_c^* \quad . \quad (1)$$

Здесь P - амплитуда гиперзвуковой волны. Представим накачку в виде $\vec{E}_H = \vec{\alpha}_1 \mathcal{E}_H^{(1)}(\nu_\perp, z) + \vec{\alpha}_2 \mathcal{E}_H^{(2)}(\nu_\perp, z)$, где $\vec{\alpha}_1$ и $\vec{\alpha}_2$ - орты ортогональных поляризаций ($\vec{\alpha}_1 \vec{\alpha}_2 = 0$). Тогда решение для стоксовой волны будем искать в виде $\vec{E}_c = \vec{\alpha}_1 \mathcal{E}_c^{(1)}(\nu_\perp, z) + \vec{\alpha}_2 \mathcal{E}_c^{(2)}(\nu_\perp, z)$. Подставляя эти выражения для \vec{E}_H и \vec{E}_c в (1), в квазистатическом приближении получим систему уравнений для каждой поляризационной компоненты стоксовой волны

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k}\right) \mathcal{E}_c^{(1)} = -\tilde{g} \left(\mathcal{E}_H^{(1)*} \mathcal{E}_c^{(1)} - \mathcal{E}_H^{(2)*} \mathcal{E}_c^{(2)} \right) \mathcal{E}_H^{(1)} ;$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k}\right) \mathcal{E}_c^{(2)} = -\tilde{g} \left(\mathcal{E}_H^{(1)*} \mathcal{E}_c^{(1)} + \mathcal{E}_H^{(2)*} \mathcal{E}_c^{(2)} \right) \mathcal{E}_H^{(2)} . \quad (2)$$

В светопроводе поле накачки можно представить в виде

$\mathcal{E}_H^{(1,2)} = \sum A_n^{(1,2)} \text{e}^{i\kappa_n^{(1,2)} \nu}$, а стоксова сигнала $\mathcal{E}_c^{(1,2)} = \sum a_m^{(1,2)} \text{e}^{i\kappa_m^{(1,2)} \nu}$. В случае выполнения условий ОВФ (см. выше, а также [17]), подставляя эти выражения в систему (2), получим

$$\frac{da_n^{(1)}}{dz} = \frac{g}{2} \left\{ a_n^{(1)} \sum_m |A_m^{(1)}|^2 + A_n^{(1)*} \sum_{m \neq n} A_m^{(1)} a_m^{(1)} + \right.$$

$$\left. + A_n^{(2)*} \sum_{m \neq n} a_m^{(2)} A_m^{(1)} + a_n^{(2)} \sum_{m \neq n} A_m^{(2)*} A_m^{(1)} \right\} ; \quad (3)$$

$$\frac{da_n^{(2)}}{dz} = \frac{g}{2} \left\{ a_n^{(2)} \sum_m |A_m^{(2)}|^2 + A_n^{(2)*} \sum_{m \neq n} A_m^{(2)} a_m^{(2)} + A_n^{(1)*} \sum_{m \neq n} a_m^{(1)} A_m^{(2)} + a_n^{(1)} \sum_{m \neq n} A_m^{(1)*} A_m^{(2)} \right\},$$

где принято, что $N \gg 1$ и $|A_i^{(1,2)}|^2 \ll \sum_{m \neq i} |A_m^{(1,2)}|^2$.

Рассмотрим случай полностью деполяризованного излучения. При этом пространственные распределения поляризационных компонент накачки независимы ($\int \mathcal{E}_n^{(1)*} \mathcal{E}_n^{(2)} d^2 r_\perp = 0$) и поэтому последние суммы в каждом из уравнений системы (3) равны 0, а также равны между собой интенсивности компонент $I^{(1)} = I^{(2)} = I$, где $I^{(1)} = \sum |A_n^{(1)}|^2$ и $I^{(2)} = \sum |A_n^{(2)}|^2$.

Умножим первое уравнение системы (3) на $A_n^{(1)}$, а второе на $A_n^{(2)}$ и просуммируем по n от 1 до N . Решения получающихся уравнений имеют вид: $\sum_n a_n^{(1,2)} A_n^{(1,2)} = \left(\sum_n a_{n0}^{(1,2)} A_n^{(1,2)} \right) e^{gIz}$. Теперь умножим первое уравнение системы (3) на $A_n^{(2)}$, а второе на $A_n^{(1)}$, просуммируем их в тех же пределах и сложим. В результате получим решение суммарного уравнения $\left(\sum_n a_n^{(1)} A_n^{(2)} + \sum_n a_n^{(2)} A_n^{(1)} \right) = \left(\sum_n a_{n0}^{(1)} A_n^{(2)} + \sum_n a_{n0}^{(2)} A_n^{(1)} \right) e^{gIz}$, которое можно представить в виде:

$$\sum_n a_n^{(1,2)} A_n^{(2,1)} = \left(\sum_n a_{n0}^{(1,2)} A_n^{(2,1)} \right) e^{gIz}.$$

После подстановки этих частных четырех решений в систему (3) с учетом граничных условий при $z=0$: $a_n^{(1,2)} = a_{n0}^{(1,2)}$ найдем решение указанной системы:

$$a_n^{(1,2)}(z) = a_{n0}^{(1,2)} e^{\frac{gIz}{2}} + A_n^{(1,2)*} \frac{\sum a_{n0}^{(1,2)} A_n^{(1,2)}}{I} e^{\frac{gIz}{2}} \left(e^{\frac{gIz}{2}} - 1 \right) + A_n^{(2,1)*} \frac{\sum a_{n0}^{(2,1)} A_n^{(1,2)}}{I} e^{\frac{gIz}{2}} \left(e^{\frac{gIz}{2}} - 1 \right).$$

Из этого решения видно, что та часть шумов, из которых обычно формируется РД и которые ортогональны возбуждающему излучению, т.е. $\sum a_{n0}^{(1,2)} A_n^{(1,2)} = 0$ и $\sum a_{n0}^{(1,2)} A_n^{(2,1)} = 0$, усиливается с нормальным инкрементом в среднем поле накачки

$$a_n^{(1,2)}(z) = a_{n0}^{(1,2)} \exp(gIz/2).$$

Небольшая же часть шумовой составляющей, имеющая проекцию на пространственные распределения соответствующих поляризационных компонент накачки, т.е. $\sum a_{n0}^{(1,2)} A_n^{(1,2)} \neq 0$ и $\sum a_{n0}^{(1,2)} A_n^{(2,1)} \neq 0$, при большом полном инкременте $\frac{gIz}{2} \gg 1$ усиливается фактически с его удвоенным значением: $a_n^{(1,2)}(z) \approx \text{const} A_n^{(1,2)*} e^{gIz} + \text{const} A_n^{(2,1)*} e^{gIz}$.

Отсюда следует, что в рассеянном назад излучении каждая поляризационная компонента имеет составляющие, воспроизводящие комплексно-сопряженный фронт как соответствующей ей по поляризации компоненты накачки, так и другой поляризационной компоненты возбуждающего излучения. И если первая составляющая в рассеянном назад излучении соответ-

ствует ОВФ накачки, то вторая создает необращенный фон.

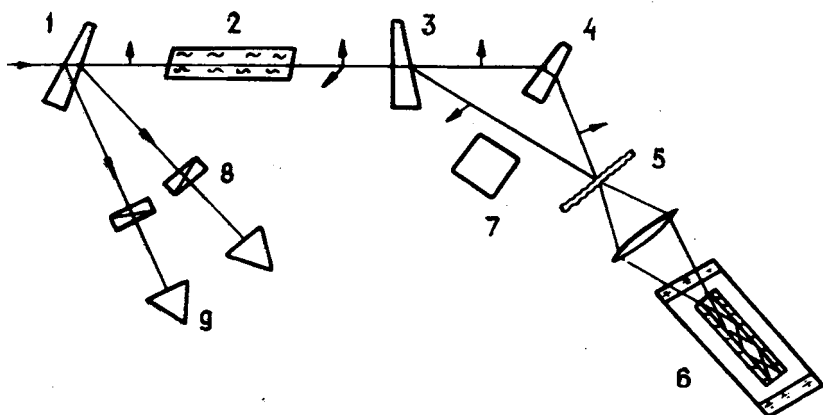
Таким образом, данное рассмотрение показывает, что в случае деполяризованного возбуждающего излучения выходящая из кюветы стоксова волна содержит как обращенную относительно накачки, так и необращенную в смысле поперечной структуры компоненты *. Физическая причина, приводящая к ухудшению режима ОВФ, заключается в рассеянии поляризованных компонент накачки на "чужих" гиперзвуковых решетках. Поэтому если поляризацию одной из указанных компонент возбуждающего излучения до входа в активную область довернуть обратимым образом на 90° , то они вместе будут фактически одной линейно поляризованной волной своей поперечной пространственной структурой. Она будет создавать одну гиперзвуковую решетку и на ней рассеиваться; при этом должен наблюдаться режим ОВФ падающего излучения. Проведенные нами эксперименты [72] полностью подтвердили эти соображения.

На рис. 5 показана оконечная часть блок-схемы эксперимента (начало см. рис. 1), позволившего исследовать влияние деполяризации возбуждающего излучения на ОВФ при ВРМБ, а также реализовать такой режим для указанной накачки. Линейно поляризованное излучение с выхода усилителей попадает на деполярирующий элемент — рубиновый стержень плохого оптического качества. Рубиновый стержень не деполяризует проходящее через него излучение, если его оптическая ось параллельна (или перпендикулярна) вектору поляризации волны. Если же рубиновый стержень повернуть вдоль продольной оси на 45° , то он будет полностью деполяризовывать проходящую через него волну. При диаметре светового пучка 6 мм области с постоянным состоянием поляризации в среднем имели поперечный размер 0,5 — 1 мм.

Деполяризованное излучение направляется на клин из двоякопреломляющего материала (исландский шпат). На выходе клина световой пучок накачки разбивается на два пучка со взаимно перпендикулярными векторами поляризации, и затем они снова сводятся вместе, уже обычным стеклянным клином на фазовой пластине. Изображение засвеченной части пластины переносится линзой с $f = 25$ см в ВРМБ-кювету на входной торец светопровода (стеклянная трубка

* Более подробное исследование решения при деполяризованной накачке см. в работе [45].

Ø 3 x 700 мм, заполненная сероуглеродом). Измерительный комплекс включает все те же элементы, что и на общей блок-схеме на рис.1, но только к ним добавлена возможность одновременного измерения отраженной энергии в двух взаимно перпендикулярных направлениях поляризации излучения.



Р и с. 5. Принципиальная часть схемы установки для исследования и реализации ОВФ деполаризованного излучения: 1 - стеклянный клин; 2 - рубиновый стержень; 3 - двулучепреломляющий клин; 4 - стеклянный клин; 5 - фазовая пластинка; 6 - светопровод; 7 - кварцевая пластинка; 8 - поляризаторы; 9 - калориметры

На рис.6 (см.с.176) представлены фотографии сечения пучка задающего генератора, рассеянной назад стоксовой компоненты при отсутствии деполаризации возбуждающего излучения (полное обращение), при наличии деполаризации (обращение частичное), сечения пучка этой же стоксовой компоненты в случае, когда деполаризованный пучок возбуждающего излучения делится на два со взаимно ортогональными поляризациями и поляризация одного из пучков обратимым образом доворачивается на 90° . Видно, что в последнем случае снова наблюдается воспроизведение поперечной структуры пучка накачки. Кстати, при этом воспроизводится не только поперечная структура возбуждающего излучения, но и ее поляризация, т.е. стоксово излучение, проходя в обратном направлении де-

поляризующий элемент, выходит из него поляризованным так же, как входная накачка. Таким образом, при обратном проходе отраженного сигнала произошла компенсация фазовых и поляризационных искажений, созданных в волне накачки рубиновым стержнем и фазовой пластинкой ($E_c = \text{const } E_H^*$).

Аналогичные результаты по восстановлению поляризационного состояния были получены, когда вместо рубинового стержня использовалась пластинка $\lambda/4$.

6. Беспороговое отражение

В ВРМБ-кювете использовались самые различные активные среды: жидкости — ацетон, CCl_4 , CS_2 и газы — SF_6 , CH_4 . Это дало возможность в широких пределах менять соотношение между длительностью импульса τ и временем установления процесса рассеяния $\tau_{уст}$. Режим обращения волнового фронта при ВРМБ надежно реализовывался в диапазоне изменения параметров: $\theta/\theta_q \leq 100$, $\tau \geq 0,1 \tau_{уст}$.

Однако при фокусировке в ВРМБ-кювете излучения с указанными параметрами начинает уже проявляться влияние разрушения среды в фокальной перетяжке линзы на режим ОВФ (при $\tau \sim 3$ нс это влияние уже достаточно ярко выражено). Наиболее просто это было наблюдать при использовании в качестве активной среды стекла К-8. В определенном диапазоне мощностей возбуждающего излучения удается реализовать отражение сигнала за счет ВРМБ с ОВФ; при этом наблюдаются треки разрушения в стекле, которые, по-видимому, развиваются после действия импульса. При повышении мощности накачки указанные разрушения происходят уже в момент действия импульса и режим ОВФ нарушается.

Чтобы обойти данную трудность, было предложено [77] реализовать ОВФ слабых сигналов при беспороговом отражении от ВРМБ-зеркала. Идея этого метода заключается в следующем. Введем в светопровод два пространственно-неоднородных световых пучка. Один из них "сильный", его интенсивность выше пороговой при ВРМБ, а другой — "слабый" с интенсивностью значительно ниже пороговой; поляризации волн обоих пучков параллельны. В этом случае вместо системы (3) получим одно уравнение:

$$\frac{d a_n}{d z} = \frac{g}{2} \left\{ a_n \sum_{m=1}^N |A_m|^2 + A_n^* \sum_{m \neq n} A_m a_m \right\}. \quad (4)$$

Здесь мы также предполагаем, что $N \gg 1$ и $|A_k|^2 \ll \sum |A_m|^2$. В этом случае уравнение (4) имеет следующее решение:

$$a_n(z) = a_n(0) e^{\frac{gIz}{2}} + \frac{\sum A_m a_m(0)}{I} A_n^* e^{\frac{gIz}{2}} \left(e^{\frac{gIz}{2}} - 1 \right), \quad (5)$$

где $I = \sum |A_m|^2$ - интенсивность накачки. При развитии отраженного стоксова сигнала из спонтанных шумов инкремент $gIz \gg 1$, поэтому из уравнения (5) получаем

$$a_n(z) = \text{const } A_n^* e^{gIz}. \quad (6)$$

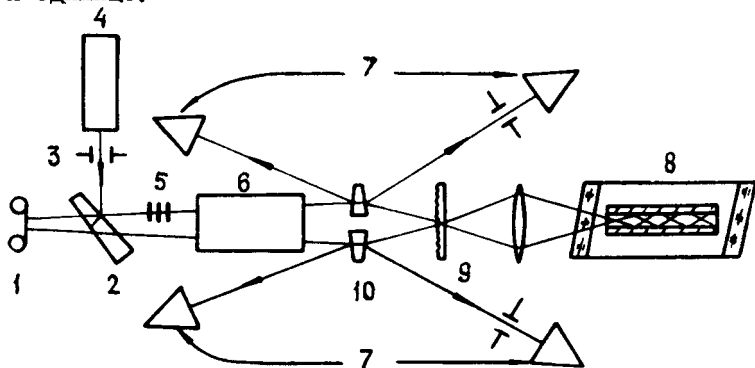
Пусть поле накачки состоит из двух компонент $E_n = E_n^{(1)} + E_n^{(2)}$, где $E_n^{(1)} = \sum_{n=1}^k A_n \exp(ik_n z)$ - сильная волна и $E_n^{(2)} = \sum_{m=k+1}^N A_m \exp(ik_m z)$ - слабая волна; т.е.

$$|A_{n=1...k}| \gg |A_{m=k+1...N}| \quad \text{и} \quad \sum_{n=1}^k |A_n|^2 \gg \sum_{m=k+1}^N |A_m|^2.$$

Тогда из выражения (6) с учетом сделанных представлений получим $E_c = E_c^{(1)} + E_c^{(2)} = \text{const } E_n^{(1)*} e^{gIz} + \text{const } E_n^{(2)*} e^{gIz}$. Следовательно, должно наблюдаться ОВФ как сильной, так и слабой компоненты накачки, причем с одинаковой эффективностью.

Экспериментальное исследование подобного режима рассеяния проводилось на установке, блок-схема которой представлена на рис.7. Излучение описанного ранее задающего генератора формируется диафрагмой и с помощью стеклянного клина делится на два пучка, которые вводятся в оптический усилитель с коэффициентом усиления для слабого сигнала 50. Один из пучков имитировал слабую компоненту накачки и ослаблялся системой фильтров, а другой пучок усиливался без ослабления. На выходе усилителя оба пучка при помощи стеклянных клиньев сводились в одну и то же место фазовой пластины; изображение засвеченной части плас -

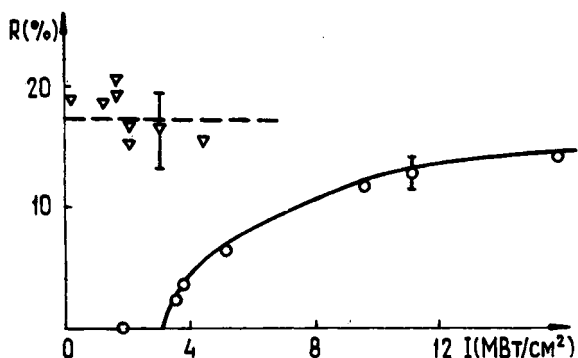
тинки линзой с $f = 25$ см переносилось на вход стеклянного светопровода $\varnothing 3 \times 700$ мм, заполненного сероуглеродом. Измерительный комплекс служил для определения энергетических характеристик падающих и отраженных волн в обоих пучках; кроме того, в плоскости, сопряженной с плоскостью, формирующей излучение задающего генератора диафрагмы, производилось фотографирование поперечного распределения интенсивности отраженного от ВРМБ-кюветы излучения. Перед калориметрами, измеряющими энергии отраженных сигналов, были установлены диафрагмы, размеры которых соответствовали размерам пучков накачки, что позволило измерять независимо коэффициенты отражения в направлениях сильной и слабой составляющей возбуждающего излучения. Первоначально были проведены эксперименты по ОВФ каждого пучка в отдельности. Фотографии соответствующих распределений, а также данные по измерению расходимости падающих и отраженных волн показали, что величина параметра обращения близка к единице.



Р и с. 7. Блок-схема установки для исследования беспорогового отражения слабого сигнала с ОВФ: 1 - фотоаппарат; 2 - стеклянный клин; 3 - формирующая диафрагма; 4 - задающий генератор; 5 - фильтры; 6 - усилитель; 7 - калориметры; 8 - светопровод; 9 - фазовая пластинка; 10 - стеклянные клинья

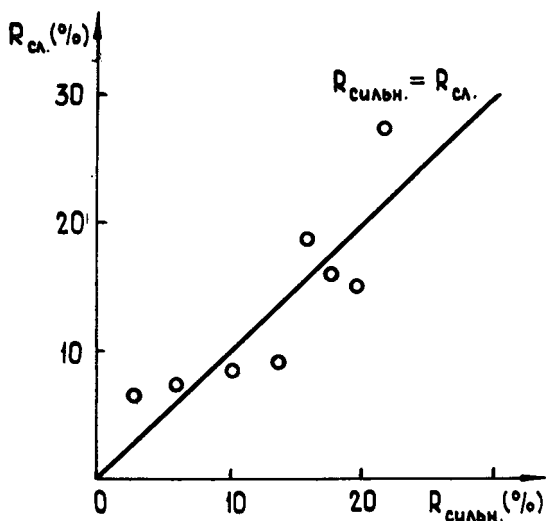
На рис.8 представлены кривые зависимости коэффициента отражения ВРМБ-зеркала с ОВФ в направлении "слабой" компоненты накачки от ее интенсивности. Сплошной линией изображена зависимость в отсутствии "сильной" составляющей

шей возбуждающего излучения; она носит типичный для ВРМБ пороговый характер. Пунктирной линией показана эта же зависимость при наличии "сильной" составляющей накачки. Интенсивность сильной компоненты поддерживалась на постоянном уровне, соответствующем ее 17% коэффициенту отражения. Видно, что в этом случае такую же величину имеет и коэффициент отражения слабой составляющей; причем он не зависит от собственной интенсивности, даже если она ниже пороговой величины в несколько десятков раз.



Р и с. 8. Зависимость от интенсивности коэффициента отражения в канале "слабого" сигнала: — — — — — собственное отражение при отсутствии сильной компоненты накачки; — — — — — отражение в присутствии сильной волны с постоянной интенсивностью

Затем была исследована зависимость коэффициента отражения слабой компоненты, интенсивность которой поддерживалась в 5 раз ниже собственного порогового уровня, от коэффициента отражения сильной составляющей возбуждающего излучения. Полученные результаты представлены на рис.9. Видно, что коэффициенты отражения обоих пучков совпадают во всем диапазоне изменения интенсивности сильной составляющей накачки.



Р и с. 9. Зависимость коэффициента беспорогового отражения в канале слабого сигнала при его постоянной интенсивности от коэффициента отражения сильной компоненты возбуждающего излучения

7. Нестационарность рассеяния

Однако беспороговое отражение эффективно протекает лишь в стационарном случае, когда характерные временные масштабы изменения импульсов достаточно велики по сравнению с временем релаксации гиперзвука. В этом случае коэффициенты отражения сильной и слабой компонент накачки одинаковы. При ВРМБ короткого и, в общем случае, широкополосного светового импульса с многомодовой поперечной структурой принципиальную роль начинают играть нестационарные эффекты, приводящие к различию коэффициентов отражения, изменению формы стоксовых импульсов по сравнению с соответствующими импульсами накачки и т.д.

Теоретически рассчитывать ОВФ пространственно-многомодового излучения при ВРМБ значительно проще для светопровода. Однако основные особенности процесса рассеяния,

связанные с его нестационарностью, должны сохраняться и для случая фокусировки излучения в активную среду линзой. Поэтому ниже мы приведем результаты расчета, проведенного в работе [80], интересующего нас режима для случая светопровода.

Система уравнений, описывающая нарастание стоковых волн в заданном поле накачки, имеет вид (1). Но решать ее в данном случае необходимо с учетом нестационарности. Отметим также, что мы пренебрегли дисперсией групповых скоростей взаимодействующих волн накачки и стока [80]. Будем считать, что возбуждающее излучение состоит из двух пространственно-неоднородных компонент со статистически независимыми структурами

$$E_{\mu} = e_0(t) \mathcal{E}_0(r_{\perp}, z) + e_1(t) \mathcal{E}_1(r_{\perp}, z);$$

$$\int \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_1^* d^2 r_{\perp} = \delta_{ij} \mathcal{P}(i, j = 0, 1) \quad (7)$$

и плоскими огибающими, $|\mathcal{E}_{0,1}|^2 = I$. Тогда решение укороченных уравнений для стоковой волны можно искать в виде

$$E_c = c_0(z, t) \mathcal{E}_0^*(r_{\perp}, z) + c_1(z, t) \mathcal{E}_1^*(r_{\perp}, z) + \tilde{\mathcal{E}};$$

$$P = P_0^*(z, t) \mathcal{E}_0^2(r_{\perp}, z) + P_1(z, t) \mathcal{E}_1^2(r_{\perp}, z) +$$

$$+ P_{01}(z, t) \mathcal{E}_0(r_{\perp}, z) \mathcal{E}_1(r_{\perp}, z) + \tilde{P}, \quad (8)$$

где $\tilde{\mathcal{E}}$ и \tilde{P} — не восстановленные шумовые составляющие. В работе [12] показано, что при выполнении условий, аналогичных приведенным во введении, вкладом шумовых составляющих $\tilde{\mathcal{E}}$ и \tilde{P} в полную мощность обратно рассеянного излучения можно пренебречь. Подставляя с учетом это-

го факта выражения (7), (8) в систему (1), получим следующие уравнения для коэффициентов c_0 и c_1 :

$$\frac{\partial c_0}{\partial z} = -(g_1 g_2) \left\{ 2 I e_0(t) \int_{-\infty}^t dt' e_0^*(t') c_0(z, t') e^{-\gamma(t-t')} + \right. \\ \left. + I e_1(t) \int_{-\infty}^t dt' \left[e_0^*(t') c_1(z, t') + e_1^*(t') c_0(z, t') \right] e^{-\gamma(t-t')} \right\}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial c_1}{\partial z} = -(g_1 g_2) \left\{ I e_0(t) \int_{-\infty}^t dt' \left[e_1^*(t') c_0(z, t') + e_0^*(t') c_1(z, t') \right] e^{-\gamma(t-t')} + \right. \\ \left. + 2 I e_1(t) \int_{-\infty}^t dt' e_1^*(t') c_1(z, t') e^{-\gamma(t-t')} \right\} \quad (10)$$

Здесь первый член правой части (9) и последний член уравнения (10) описывают ОВФ каждой из компонент накачки при их независимом рассеянии. Оставшиеся два члена в правых частях каждого из этих уравнений описывают когерентный источник соответствующей волны, обусловленный взаимодействием трех других волн, и ее усиление в среднем поле другой компоненты возбуждающего излучения.

Стационарное решение системы (9), (10) дает $c_{0,1} = \cos t e_{0,1}^*$; это соответствует равенству коэффициентов отражения сильной и слабой компонент, о чем уже говорилось выше.

В нестационарном случае эти коэффициенты уже не совпадают друг с другом. Допустим сначала, что более мощная компонента накачки имеет постоянную среднюю интенсивность

$$|c_0(t)|^2 = \text{const}. \text{ Определим значения } c_0 \text{ и } c_1, \text{ пренеб-}$$

регая вкладом составляющей $e_1 \dot{c}_1$ в волну $c_0 \dot{c}_0^*$, а также вкладом этой составляющей $e_1 \dot{c}_1$ в усиление воспроизводящей ее волны $c_1 \dot{c}_1^*$, что оправдано при интенсивности поля $e_1 \dot{c}_1$ существенно ниже пороговой величины. Тогда на растающее с наибольшим инкрементом решение для c_0 и c_1 записывается в виде:

$$c_0(z,t) = a e_0(t) \exp \left[2gI |e_0|^2 (L-z) \right];$$

$$c_1(z,t) = \frac{\gamma}{2} \frac{c_0(z,t)}{|e_0|^2} \int_{-\infty}^t dt' e_1(t') e_0(t') \exp \left[-\gamma \frac{t-t'}{2} \right]. \quad (11)$$

Предположим, что $e_0(t) = 1$, а слабая компонента во времени — прямоугольный импульс

$$e_1(t) = \bar{e}_1 \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq t_0 \\ 0, & t > t_0 \end{cases}.$$

Тогда для мощности отраженного слабого сигнала получим выражение

$$|c_1(z,t)|^2 = |c_0|^2 |\bar{e}_1|^2 \begin{cases} (1 - e^{-\gamma t/2})^2, & 0 \leq t \leq t_0 \\ e^{-\gamma t} (e^{\gamma t_0/2} - 1)^2, & t > t_0. \end{cases} \quad (12)$$

Энергия рассеянной слабой компоненты равна

$$W_1 = \int_0^{\infty} dt |c_1(z,t)|^2 = |c_0|^2 |\bar{e}_1|^2 t_0 \left[1 - \frac{2}{\gamma t_0} \left(1 - e^{-\gamma t_0/2} \right) \right]. \quad (13)$$

Здесь $|\bar{e}_1|^2 t_0$ — энергия импульса падающей слабой волны и, следовательно, $R_{сл} = W_1 / |\bar{e}_1|^2 t_0$ — ее энергетический коэффициент отражения. Поскольку сильную волну мы взяли стационарной и нормированной на единицу $e_0(t) = 1$, то ее коэффициенты отражения по мощности и энергии совпадают и равны $R_{сильн} = |c_0|^2$.

Таким образом, выражения (12), (13) дают связь соответствующих коэффициентов отражения для сильной и слабой волн:

$$\frac{R_{сл}}{R_{сильн}} = 1 - \frac{2}{\gamma t_0} \left(1 - e^{-\gamma t_0/2} \right). \quad (14)$$

Из вида решения (14) следует, что процесс ОВФ слабой компоненты инерционный. К тому же, если обе компоненты накачки независимы, то даже при отсутствии дисперсии групповых скоростей взаимодействующих волн $\nu = \frac{1}{\nu_H} - \frac{1}{\nu_c} = 0$ мощность волны $c_1 \dot{c}_1^*$ падает с уширением частотного спектра $\Delta\omega$ любой из них $(|c_1|^2 \sim \frac{\gamma}{\Delta\omega} |c_0|^2 |e_1|^2)$ или с увеличением частотной расстройки между ними. Инерционность процесса связана с тем, что после прекращения действия импульса $e_1 \dot{c}_1$ более сильная составляющая $e_0 \dot{c}_0$ все еще продолжает рассеиваться на решетке гиперзвука, созданной возбужденной его же стоксовой волной $c_0 \dot{c}_0^*$ и слабой составляющей накачки $e_1 \dot{c}_1$. По времени спада импульса стоксовой компоненты $c_1 \dot{c}_1^*$, соответствующей сигналу $e_1 \dot{c}_1$ с резким задним фронтом, можно экспериментально провести прямые измерения времени релаксации гиперзвука $\tau_\varphi = 1/\gamma$.

Предположим теперь, что импульс $e_0(t)$ — прямоугольный с амплитудой \bar{e}_0 и длительностью меньшей или порядка времени релаксации гиперзвука. Тогда нестационарное решение уравнения (9) имеет вид [17]:

$$c_0(z,t) = \frac{a e^{-\gamma t}}{\left(\pi i \sqrt{2gI |e_0|^2 \gamma t(L-z)} \right)^{1/2}} e^{2\sqrt{2gI |e_0|^2 \gamma t(L-z)}} \frac{|e_0(t)|^2}{|\bar{e}_0|^2}, \quad (15)$$

где $\sqrt{2gI |e_0|^2 \gamma t(L-z)} \gg 1$. Из данной формулы следует, что в отличие от стационарного ВР в рассматриваемом случае превышение инкремента стоксовой волны $c_0 \dot{c}_0^*$ над инкрементами других, некоррелированных с накачкой волн равно $\sqrt{2}$. Значение c_1 находится из решения уравнения

(10) с функцией $c_0(z, t)$ из формулы (15). В результате получаем

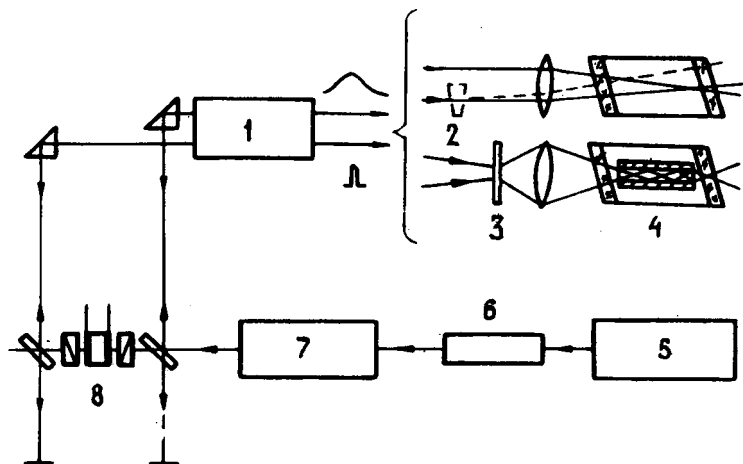
$$c_1(z, t) = \frac{1}{2} \frac{e_0(t) c_0(z, t) e_1^*(t)}{|\bar{e}_0|^2} \quad (16)$$

Отсюда видно, что стоксов импульс $c_1 \bar{c}_1^*$ будет столь же коротким, что и импульс накачки. Коэффициент отражения по мощности волны $e_1 \bar{c}_1$, равный $R_1 = |c_1|^2 / |e_1|^2$, пренебрежимо мал в отсутствие поля $e_0 \bar{c}_0$ и равен примерно $0,25 R_0$ во время импульса накачки ($R_0 = |c_0|^2 / |e_0|^2$ — коэффициент отражения волны $e_0 \bar{c}_0$). Численный коэффициент $1/2$ в формуле (16) связан с различием инкрементов волн $c_0 \bar{c}_0^*$ и $c_1 \bar{c}_1^*$ при усилении каждой из них в поле накачки $e_0 \bar{c}_0$.

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис.10. В качестве задающего генератора использовался неодимовый лазер с дифракционной расходимостью и длительностью импульса по полувысоте ~ 50 нс. Часть его излучения заводилась от одной грани толстой стеклянной пластины (чтобы избежать интерференции) в усилитель и служила сильной компонентой накачки. Из оставшегося пучка с помощью стандартной техники — коаксиальной ячейки Поккельса, запускаемой с помощью светоискрового разрядника, — вырезался прямоугольный импульс длительностью 10 нс. Он также заводился в усилитель от одной грани стеклянной пластины и служил слабой компонентой накачки.

В качестве активных сред использовались жидкий CS_2 и газообразный SF_6 при давлении $p = 20$ атм, а со светопроводом — жидкий CS_2 и газообразный метан (CH_4) при давлении $p = 150$ атм. Во время экспериментов со светопроводом обе волны сводились вместе на фазовой пластинке, а затем изображение этой засвеченной области линзой $f = 20$ см переносилось на вход светопровода. Угол схождения пучков на фазовую пластинку составлял $\sim 10^{-2}$ рад. В кювете с метаном был расположен прямоугольный металлический светопровод сечением 4×4 мм² и длиной 90 см, а для CS_2

использовался круглый стеклянный светопровод \varnothing 3 мм и длиной 70 см. При фокусировке излучения в активную среду линзой ($f = 17$ см) пучки до линзы шли параллельно и пересекались либо в ее фокальной плоскости, либо при использовании стеклянного клина (изображен пунктиром на рис.10), слабая волна пересекалась с сильной до фокальной перетяжки.



Р и с. 10. Блок-схема установки для исследования беспорогового отражения коротких импульсов: 1 - усилитель; 2 - клин; 3 - фазовая пластинка; 4 - кюветы; 5 - задающий генератор; 6 - фарадеевская развязка; 7 - предусилитель; 8 - затвор

Экспериментально регистрировались распределения излучения в рассеянных назад волнах (соответствующих сильной и слабой компонентам накачки) в ближней и дальней зонах, их энергии, а также формы импульсов.

Для регистрации изменений формы импульса рассеянной назад стоксовой волны на одну развертку осциллографа И2-7 с задержкой подавались два импульса - падающий и отраженный, причем сначала определялся собственный порог отражения короткого импульса при отсутствии длинного и регистрировалась его форма. Затем интенсивность короткого импульса ослаблялась фильтрами значительно ниже пороговой величины. и в присутствии сильной волны, интенсивность которой превосходила пороговую, регистрировался сигнал беспорогового отражения слабой волны.

Осциллограммы соответствующих импульсов для исследованных сред и способов их возбуждения представлены на рис.11 (см.с.177). Первый импульс на всех осциллограммах соответствует падающему на кювету вырезанному импульсу длительностью 10 нс. При собственном отражении форма импульса рассеянной назад стоксовой волны зависит от превышения накачки над пороговой величиной, стремясь по форме к последней при значительных превышениях.

Формы стоксовых импульсов при беспороговом отражении в поле сильной волны существенно зависят от величины $\gamma t_0 \geq 1$. При $\gamma t_0 \gg 1$ рассеянная назад стоксова волна практически повторяет падающий на кювету слабый импульс, а при $\gamma t_0 \ll 1$ происходит существенное затягивание переднего и заднего фронта отраженного импульса. Справа на рис.11 показаны рассчитанные по формуле (12) формы отраженных импульсов для случая $\gamma t_0 \geq 1$.

Как уже упоминалось ранее, при достаточно слабом падающем импульсе с резким задним фронтом можно по времени затухания заднего фронта рассеянного импульса прямо измерить декремент затухания гиперзвука $\gamma = 1/\tau_\phi$. Обработка осциллограмм (рис.11) дала следующие результаты:

$$C_{H_4} : \tau_\phi = 24 \pm 4 \text{ нс} ; S_{F_6} : \tau_\phi = 17 \pm 3 \text{ нс} .$$

В C_{H_4} отражение слабой компоненты носит практически стационарный характер, и поэтому экспериментальные коэффициенты отражений обеих компонент возбуждающего излучения практически совпадают и составляют $\sim 70\%$. В S_{F_6}

при длительности слабого импульса 10 нс начинает существенно сказываться нестационарность рассеяния. Теоретическое отношение коэффициентов отражения при этом по формуле (14) при $\gamma t_0 \simeq 0,65$ равно $(R_{сл}/R_{сильн}) \simeq 0,15$. Это значение хорошо совпадает с экспериментально измеренной величиной.

Изложим теперь результаты по ОВФ излучения слабой квазинепрерывной составляющей накачки в поле другой сильной составляющей с короткой длительностью импульса. Экспериментально этот процесс наблюдался следующим образом (рис.10). Интенсивность вырезанного 10-нс импульса увеличивалась до значения, превышающего пороговую интенсивность, и он использовался в качестве сильной компоненты накачки; мощность же квазинепрерывного импульса, отводи-

мого до системы вырезания, ослаблялась фильтрами значи- тельно ниже порогового уровня, и этот импульс играл роль слабой компоненты накачки. На развертке осциллографа од- новременно регистрировались падающий слабый квазинепре- рывный импульс и отраженный от кюветы импульс с ОВФ. Экспериментальные осциллограммы представлены на рис.12 (см.с.178). Верхняя осциллограмма относится к случаю, когда обе компоненты накачки, сильная и слабая, являются квази- непрерывными; здесь отраженный от кюветы в беспороговом режиме импульс по форме воспроизводит падающий. Нижняя осциллограмма относится к исследуемому процессу ОВФ слабой квазинепрерывной составляющей накачки в поле силь- ной импульсной компоненты. В данном случае полученный при беспороговом отражении стоксов импульс по форме близок к импульсу сильной накачки $e_0(t)$, что подтверждает теоре- тический вывод [80].

Заключение

Полученные результаты показывают следующее. ОВФ из- лучения в двухпроходových оптических системах является эф- фективным средством компенсации фазовых искажений пучка. Однако по различным причинам прямое применение данного эффекта к мощным лазерным системам часто оказывается затруднено. Использование специальных схем получения ОВФ позволяет реализовать данный режим и в этих случаях. Так, удастся получить ОВФ деполяризованного излучения; отраже- ние за счет ВРМБ в беспороговом режиме позволяет реали- зовать этот метод и для достаточно коротких импульсов, пря- мому преобразованию которых из-за существенного возрас- тания пороговой интенсивности накачки в нестационарном ре- жиме препятствует протекание других нелинейных процессов (оптический пробой, самофокусировка и т.д.).

Исследованный процесс беспорогового отражения с ОВФ можно рассматривать как четырехфотонное взаимодействие двух волн накачки и двух стоксовых волн. Однако рассмот- ренная здесь схема обладает определенным преимуществом по сравнению со стандартной схемой по ОВФ при вырожден- ном четырехфотонном смешении, поскольку в ней сильная об- ратная стоксова волна также получается за счет ОВФ и по-

тому всегда имеет комплексно-сопряженный фронт, причем практически при любой структуре фронта прямой волны, а не только плоской.

Беспороговое отражение с ОВФ обладает также селективностью: мощность сигнала при беспороговом отражении падает с увеличением его спектральной ширины. Вследствие этого отражение широкополосных шумов, например обусловленных люминесценцией неодимовых стержней в усилительных каскадах, может быть сильно подавлено по сравнению с отражением сигнала, что имеет существенное значение для получения высокого контраста излучения в мощных установках.

В заключение автор хотел бы поблагодарить Н.Г.Басова за постановку задачи, плодотворные дискуссии и конструктивную критику при выполнении данной работы.

Л и т е р а т у р а

1. Ахманов С.А., Чиркин А.С. Статистические явления в нелинейной оптике. М., изд-во МГУ, 1971.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ВРМБ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В УСТАНОВКАХ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Ю.В.Долгополов, Ю.Ф.Кириянов, С.Б.Кормер,
Г.Г.Кочемасов, С.М.Куликов, В.Д.Николаев,
С.А.Сухарев

1. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований особенностей применения явления ОВФ [7, 9] при ВРМБ в системах лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) на основе иодных лазеров [1* - 3*]. Продолжены исследования межкаскадной развязки и схемы самонаведения на мишень, начатые в работах [87, 88]. Представлены результаты экспериментов по определению степени воспроизведения пространственной структуры пучка накачки и углового спектра при возбуждении ВРМБ иодным лазером с энергией излучения порядка 100 Дж. Проведено численное моделирование ОВФ при ВРМБ в светопроводе. Особое внимание уделено режиму насыщения, когда доля преобразованной в стоксову компоненту энергии сравнима с единицей.

Количественной характеристикой эффекта ОВФ при стационарном рассеянии является степень воспроизведения, определяемая [20] как

$$h = \frac{\left| \int \int E_L(z, \vec{r}_1) E_S(z, \vec{r}_1) d\vec{r}_1 \right|^2}{\int \int |E_L|^2 d\vec{r}_1 \int \int |E_S|^2 d\vec{r}_1}, \quad (1)$$

где E_L и E_S - комплексные амплитуды волн накачки и стоксовой компоненты. Если обращение является точным $E_S = E_L^*$, то степень воспроизведения $h = 1$. В общем случае $0 \leq h < 1$.

Экспериментально обычно сравниваются распределения интенсивности излучения накачки и стоксовой волны в ближней и дальней зонах. Количественной характеристикой эффекта ОВФ при этом может служить степень воспроизведения углового спектра

$$h(\vartheta) = \frac{\xi_s(\vartheta) \xi_{ol}}{\xi_i(\vartheta) \xi_{os}}, \quad (2)$$

где $\frac{\xi_s(\vartheta)}{\xi_{os}}$, $\frac{\xi_i(\vartheta)}{\xi_{ol}}$ - доля энергии стокава излучения и накачки, распространяющаяся в угле ϑ

Для ϑ разумно брать значение угла, в котором сосредоточено 80% энергии лазерного излучения.

Измеренная таким образом величина $h(\vartheta)$ практически совпадает со степенью воспроизведения h в опытах с одномодовым лазерным пучком и фазовой пластинкой [7]. В экспериментах, проводимых без фазовой пластины, величина $h(\vartheta)$ отличается от h . Тем не менее в ряде случаев (например, для развязки и наведения на мишень в системах ЛТС [88, 87, 4*, 70]) достаточно реализовать высокую степень воспроизведения углового спектра $h(\vartheta)$.

2. Экспериментальные исследования условий воспроизведения углового спектра, представленные в данной работе, выполнены при накачке многомодовым излучением иодного лазера апертурой 100 мм и длительностью импульса $5+10$ мкс.

Расходимость излучения составляла $\vartheta_{0,8E} \sim (5+8) \cdot 10^{-4}$ рад (т.е. более чем на порядок превосходила дифракционную). Фокусировка излучения в кювету ВРМБ осуществлялась с помощью двухлинзовой системы ввода [88]

Измерение углового распределения энергии излучения $\xi(\vartheta)$ проводилось с помощью калориметров, расположенных в фокальной плоскости линзы $f_{экв} \approx 40$ м за калиброванными диафрагмами. Кроме того, регистрировалось распределение энергии в фокальной плоскости линзы на фото пленку с динамическим диапазоном порядка 10^3 .

В экспериментах исследовалась зависимость величины $h(\vartheta)$ как от условий ввода излучения, так и от расходимости пучка накачки на входе системы фокусировки излучения в кювету ВРМБ.

В первом случае за счет изменения параметров системы ввода варьировалась интенсивность в кювете ВРМБ при неизменной расходимости излучения накачки.

Полученная в экспериментах зависимость степени воспроизведения углового спектра от интенсивности накачки приведена на рис.1 (см.с.179). Видно, что при интенсивностях выше $800 + 1000 \text{ МВт/см}^2$ степень воспроизведения углового спектра резко уменьшается и происходит уширение углового спектра с одновременным уменьшением интенсивности его центральных компонент^{*)}. Возможные причины этого эффекта обсуждались в работе [88]. При интенсивностях излучения ниже указанного значения степень воспроизведения углового спектра была близкой к единице, поэтому в последующей серии экспериментов интенсивность излучения накачки ограничивалась на уровне 800 МВт/см^2 .

Во втором случае изменялась расходимость излучения накачки за счет постановки фазовых пластин. Результаты экспериментов, полученные в этих опытах, приведены в табл. 1. Характерные картины дальней зоны излучения представлены на рис. 2.

Т а б л и ц а 1

ψ/ψ_0	10	10	10	30	200	200
R	0,28	0,40	0,53	0,12	0,08	0,03
h(ψ)	0,85	0,98	0,96	0,74	0,46	0,32

Здесь степень воспроизведения углового спектра приведена для условий, в которых были различными как расходимость излучения накачки, так и величина коэффициента отражения.

Описанные эксперименты выполнены с использованием относительно широких многомодовых пучков, имеющих сложную пространственно-временную и поляризационную структуру. Полный анализ эффекта ОВФ в таких условиях крайне сложен [52, 51, 48]. Тем не менее была сделана попытка описать экспериментальные данные, представленные в табл.1. При двух -

^{*)} При этом ВРМБ, наблюдаемое в ближней зоне, воспроизводило распределение интенсивности излучения накачки, а огибающая фазового фронта была обращенной [88].

линзовой системе ввода характер распространения волны накачки в какой-то степени подобен волноводному [88], поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением рассеяния в светопроводе [7, 17, 16] в режиме насыщения [67].

Уравнения, описывающие рассеяние в режиме насыщения, имеют вид

$$\frac{\partial E_{L,S}}{\partial(z)} \pm \frac{L}{2K} \Delta_1 E_{L,S} = -\frac{1}{2} g |E_{S,L}|^2 E_{L,S}. \quad (3)$$

Если усиление на длине продольной корреляции накачки $\ell_K = \frac{\lambda}{g}$ мало

$$g |E_L(0)|^2 \ell_K \ll 1, \quad (4)$$

то из (3) можно получить уравнения, связывающие степень воспроизведения h со средними интенсивностями накачки

$$J_L(z) \text{ и стоксова излучения } J_S(z):$$

$$\frac{dh}{dz} = -gh(1-h)(J_L + J_S) \quad (5)$$

$$\frac{dJ_L}{dz} = \frac{dJ_S}{dz} = -gJ_LJ_S(1+h).$$

Из этих уравнений видно, что в процессе распространения стоксовой волны (в направлении z) вместе с ее мощностью монотонно возрастает и степень воспроизведения. Поэтому с ростом длины активной среды (при фиксированной мощности накачки) увеличиваются и коэффициент отражения и степень воспроизведения, так что при выполнении (4) в достаточно длинном светопроводе в комплексно-сопряженную волну преобразуется практически вся энергия накачки*).

Из системы (5) непосредственно следует явное аналитическое выражение степени воспроизведения $h = h(z=0)$ как функции коэффициента отражения ВРМБ-зеркала:

$$h = 1 + \frac{a}{2} - \sqrt{a + a^2/4}, \quad (6)$$

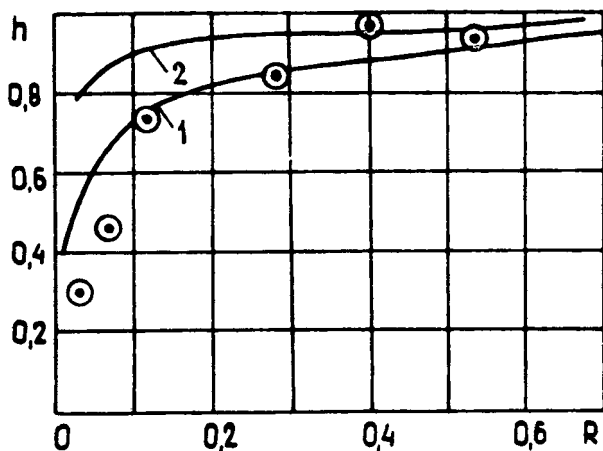
где $a = \frac{J_S(\ell)}{J_L(0)} \cdot \frac{1-R}{R} h(\ell)$ (при $h(\ell) \ll 1, J_S(\ell) \ll J_L(0)$).

Для сравнения с экспериментом можно считать

* Во избежание недоразумений заметим, что в проводимом рассмотрении потери на поглощение излучения в стенках светопровода и вообще линейные потери считаются пренебрежимо малыми.

$$h(z=l) < (\psi_d/\psi_L)^2.$$

На рис.3 приведены расчетные, по уравнению (6), зависимости h от R (при $h(l) = 10^{-5}$ и $h(l) = 10^{-6}$) и экспериментальные результаты из табл.1. Имеется определенное соответствие эксперимента и расчета. Следует, однако, помнить о различии между h и $h(\psi)$, поэтому вопрос требует дальнейших исследований.



Р и с. 3. Зависимость степени воспроизведения $h(\psi)$ от коэффициента отражения R : 1 - расчет h при $h(l) = 10^{-6}$; 2 - расчет h при $h(l) = 10^{-5}$; • - экспериментальные значения $h(\psi)$ (см. табл. 1).

3. В проведенном выше теоретическом рассмотрении предполагалось, что усиление на длине продольной корреляции l_k мало [см. (4)]. Известно, что в линейном режиме при нарушении условия (4), когда $g_{L(0)} l_k \geq 1$, происходит уменьшение точности воспроизведения из-за рассеяния воспроизводящей волны на пространственно-неод-

нородной решетке коэффициент усиления [46]. Для рассмотрения режима насыщения при невыполнении условия (4) проводилось численное интегрирование уравнений (3). Поля накачки и стоксовой волны задавались в виде суперпозиции $N_{\text{мод}}$ двумерного (с одной поперечной координатой) волновода с одинаковыми начальными амплитудами и случайными фазами. Результаты расчетов для $N = 10$, $g J_L(0) = 0,1 \text{ см}^{-1}$ и поперечного размера волновода $a = 0,4 \text{ см}$ ($0 \leq x \leq a$) приведены в табл.2, где наряду со степенью

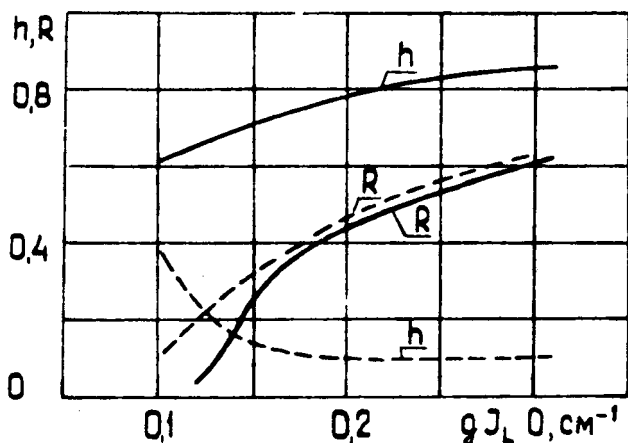
Т а б л и ц а 2

l	61,2	91,8	120	150	180
$h_{\text{нас}}$	0,41	0,40	0,52	0,70	0,72
R	0,009	0,09	0,13	0,25	0,35
h_A	0,41	0,41	0,41	0,41	0,41

воспроизведения $h_{\text{нас}}$ и коэффициентом отражения R в режиме насыщения представлена также степень воспроизведения h_A для линейной задачи, когда правая часть в уравнении для J_L занулялась. Эти результаты получены для значений параметров, когда условие (4) строго не выполняется ($h_A = 0,41$), тем не менее и в этом случае степень воспроизведения $h_{\text{нас}}$ и коэффициент отражения R монотонно увеличиваются с ростом длины активной среды. Такое увеличение не связано с выделением воспроизводящей волны из шума, поскольку в линейной задаче степень воспроизведения h_A от длины l не зависит. Качественно улучшение воспроизведения можно связать с тем, что накачка ослабилась в процессе рассеяния до величины $(1 - R) J_L(0)$ и в большей части усиливающей среды модифицированное с учетом ослабления условие (4) $g J_L(0)(1-R)l_A \ll 1$ нарушается слабее.

Коэффициент отражения ВРМБ-зеркала R можно повысить при фиксированной длине волновода за счет увеличения мощности накачки. На рис.4 представлены зависимости коэффициента отражения R и степени воспроизведения h как функции интенсивности накачки $g J_L(0)$ при разных расходимостях для волновода длиной $l = 100 \text{ см}$. При ин-

тенсивности накачки $gJ_L(0) = 0,1 \text{ см}^{-1}$ ($gJ_L(0)l = 10$) режим рассеяния является линейным. Большой расходимости соответствует лучшее воспроизведение и меньший коэффициент отражения, что согласуется с выводами, полученными в линейной задаче по теории возмущений [46]. С ростом интенсивности накачки коэффициент отражения возрастает, в то время как поведение степени воспроизведения h зависит от расходимости пучка накачки: при $\psi = 3,2 \cdot 10^{-3}$ рад величина h уменьшается с ростом R , в то время как при $\psi = 6,4 \cdot 10^{-3}$ рад h возрастает. Таким образом, в рассматриваемом случае с ростом R за счет интенсивности накачки $gJ_L(0)$ переход от режима невоспроизведения к воспроизведению при варьировании расходимости становится более резким (пороговым). Для выяснения того, насколько универсальным является такой эффект, требуются дальнейшие исследования.

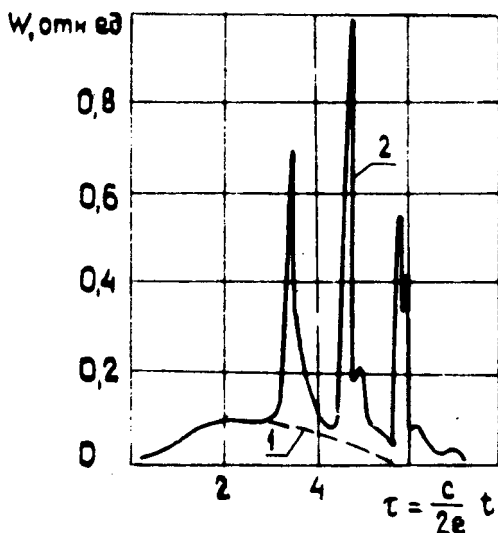
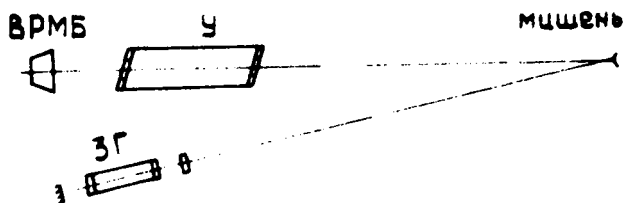


Р и с. 4. Зависимость h и R от интенсивности накачки: — $\psi_A = 6,4 \cdot 10^{-3}$; --- $\psi_A = 3,2 \cdot 10^{-3}$

4. Эффективность передачи энергии излучения на мишень в условиях, когда угловой спектр излучения может воспро -

изводиться (двухлинзовый ввод без использования фазовых пластин), проверялась в модельных экспериментах по схеме, описанной в работах [88, 4*, 70, 52] (см.рис.5).

Угловой размер мишени варьировался в экспериментах от $2 \cdot 10^{-3}$ рад до $5 \cdot 10^{-4}$ рад путем изменения размера мишени и расстояния до нее.



Р и с. 5. Схема проведения экспериментов и профили импульсов излучения на мишени: 1 - импульс излучения задающего генератора (ЗГ); 2 - импульс излучения усилителя (У)

Характерные осциллограммы импульса излучения на мишени, представленные на рис.5, показывают, что на гладкую огибающую импульса излучения генератора накладываются мощные пички излучения усилителя, период между ко-

торыми определяется либо длиной системы, либо временем набора порогового усиления, обеспечивающего включение ВРМБ-зеркала.

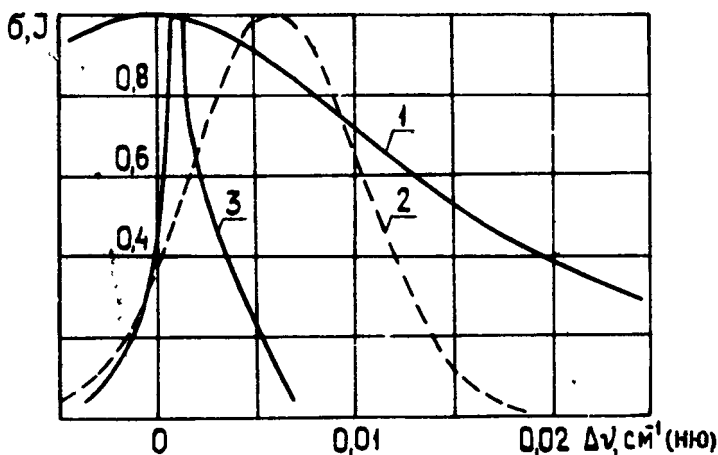
Совпадение периода следования пиков с величиной $\frac{2l}{c}$ (здесь l — длина системы) указывает на установление самоподдерживающейся связи между ВРМБ-зеркалом и мишенью. В экспериментах наблюдались импульсы излучения и после окончания работы задающего генератора (см. рис.5). Срыв самоподдерживающегося режима может происходить вследствие вывода частоты излучения из контура линии люминесценции лазерной среды (за счет стоковского сдвига при многократном ВРМБ). Следует, однако, заметить, что при прохождении стоковского излучения через усиливающую среду усиление для коротковолновой части спектра излучения всегда больше, чем для длинноволновой. Поэтому при усилении стоковского излучения максимум интенсивности будет сдвигаться к центру линии усиления лазерной среды, т.е. при усилении будет происходить частичная компенсация стоковского сдвига. Можно показать, что при выполнении условия $\Delta \nu_{ст} < \Delta \nu_{ус}$ в системах с большим коэффициентом усиления компенсация стоковского сдвига достигает 90% (см. рис.6). Этот эффект может заметно увеличить длительность работы лазера с ВРМБ-зеркалом в самоподдерживающемся режиме.

В проведенных экспериментах коэффициент передачи энергии на мишень в отдельных пиках излучения усилителя оказался близким к единице. Интегральный по времени коэффициент передачи оказался меньшим (0,7 + 0,3), что, по-видимому, обусловлено значительными изменениями интенсивности накачки ВРМБ от пика к пичку.

5. В системах с использованием ВРМБ-зеркала и последующим усилением излучения в средах с узкой линией люминесценции коэффициент передачи энергии может уменьшаться вследствие влияния паразитного излучения на основной частоте. Хотя паразитное излучение и имеет интенсивность в $10^3 + 10^4$ раз меньше полезного сигнала на стоковской частоте, но коэффициент усиления для этого излучения всегда больше, чем для полезного сигнала. Учет этого обстоятельства показывает, что коэффициент передачи энергии даже при идеальном воспроизведении волнового фронта может уменьшаться до величины

$$\eta_s = 1 + \frac{R_o}{R_s} \kappa_s \frac{\sigma_i}{\sigma_s} - 1, \quad (7)$$

где η_s - доля излучения на стоксовой частоте в выходном излучении усилителя; R_o - коэффициент паразитного отражения на лазерной частоте со стороны ВРМБ-зеркала; R_s - коэффициент отражения ВРМБ-зеркала (на стоксовой частоте); κ_s - коэффициент усиления стоксова сигнала в усилителе.



Р и с. 6. Компенсация сдвига частоты при усилении ($\kappa_{\text{уч}} = 10^8$) стоксова излучения ($\Delta \nu_{\text{ст}} = 0,006 \text{ см}^{-1}$): 1 - зависимость сечения усиления $\sigma(\omega)$ лазерной среды от частоты; 2 - зависимость интенсивности стоксова излучения от частоты на входе усилителя; 3 - зависимость интенсивности излучения от частоты на выходе усилителя

В частности, при разумных значениях $\frac{\sigma_i}{\sigma_s} = 2$; $R_o/R_s = 10^4$; $\kappa_s = 10^4$ коэффициент передачи не будет превышать $\eta_s \approx 0,5$. Оценка показывает, что для однопроходных

лазерных систем с усилением стока сигнала необходимо выбирать нелинейные среды с наименьшей величиной стока сдвига. С этой точки зрения в системах на основе узкополосных иодных лазеров предпочтительными являются сжатые тяжелые газы, например Sf_6 и Xe . Однако такие нелинейные среды имеют довольно большое время релаксации τ_u), значительно превышающее длительности импульсов иодных лазеров, используемых в системах ЛТС. В этих условиях казалась проблематичной возможность получения не только воспроизведения углового спектра ВРМБ, но и сколь-нибудь значительных коэффициентов отражения.

6. Первые результаты по получению ВРМБ при длительности накачки $\tau_u \ll \tau_\phi$ на иодном ОКГ были получены в работе [87], где при $\tau_u \approx 5$ нс наблюдалось ВРМБ с $R_{ВРМБ} \approx 20\%$. Эксперименты на этой установке были продолжены при энергиях накачки до 1 + 2 Дж с целью исследования зависимости $R_{ВРМБ}$ от превышения энергии накачки над порогом. Полученные результаты представлены на рис.7. Максимальный коэффициент отражения 70% получен при восьмикратном превышении энергии накачки над пороговой. Плотность энергии в кювете ВРМБ достигала 22 Дж/см² ($E_{нак} \sim 1,8$ Дж). При дальнейшем увеличении энергии накачки плотность энергии накачки в кювете ВРМБ приближалась к пороговой по пробую, и значение $R_{ВРМБ}$

уменьшалось. Энергия стока излучения в этих экспериментах достигала 1,3 Дж, что позволило обеспечить на входе последующего иодного усилителя интенсивность близкую к насыщающей и использовать ВРМБ-зеркало для развязки усилительных каскадов.

Численное исследование энергетических и временных характеристик стока импульса при ВРМБ проводилось в приближении плоских волн

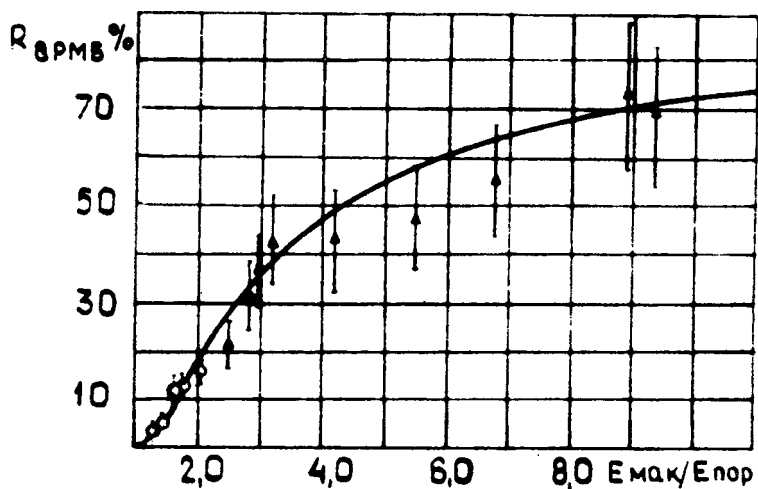
$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_u}{\partial t} + \frac{\partial E_u}{\partial z} = \frac{1}{2\tau_p} \rho E_s; \quad (8)$$

*) Например, для Sf_6 ($p \approx 20$ атм, $\lambda \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$ см) время релаксации составляет 30 нс.

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E_s}{\partial t} - \frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{\Gamma}{2\tau_p} \rho^* E_L; \quad \frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{\tau_p} = E_L E_s^* \quad (8)$$

Здесь E_L E_s - поля накачки и стоксова излучения;
 $\rho = -i \tilde{\rho}$ - нормированная амплитуда звуковой волны;
 $\Gamma = g |E_L^{\max}|^2$ - стационарное максимальное значение инкремента;
 g - параметр усиления при ВРМБ.

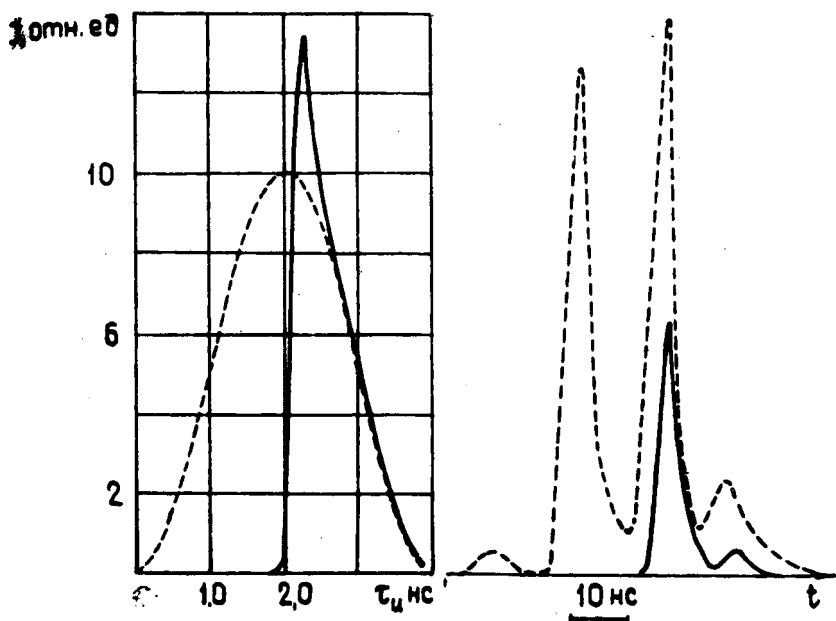
Уравнения (8) решались с граничными условиями $E_L(0, t) = \sin \frac{\pi t}{\tau_L}$; $E_s(l, t) = E_s(0, z) = E_L(0, z) = 0$; $\rho(0, z) = \rho_w \exp(z/c\tau_p)$ для значений параметров: $\tau_p = 30$ нс, $\tau_L = 6$ нс, $l = 120$ см, $\rho_w = 10^{-5}$ (интенсивность шума $J_w \approx 10^{-10}$).



Р и с. 7. Зависимость коэффициента отражения ВРМБ-зеркала от превышения над порогом:

- \circ - длина кюветы 0,5 м - эксперимент;
- \blacktriangle - длина кюветы 1 м - эксперимент;
- - расчетная зависимость

Расчетная зависимость коэффициента отражения $R_{\text{ВРМБ}}$ от превышения плотности энергии накачки над пороговой приведена на рис.7 и удовлетворительно согласуется с результатами экспериментов.



Р и с. 8. Изменение формы импульса малой длительности при ВРМБ:

- - импульс накачки;
- - стоксов импульс

Р и с. 9. Изменение формы импульса при ВРМБ, зарегистрированное экспериментально:

- - импульс накачки;
- - стоксов импульс

Расчеты показали, что в условиях, близких к реализованным в эксперименте, при ВРМБ происходит сокращение длительности стоксова импульса и обострение его передне-

го фронта (см. табл.3, где введены следующие обозначения :
 $\epsilon_L/\epsilon_{пор}$ - превышение энергии накачки над пороговой; R_ϵ и R_p - коэффициент отражения по энергии и мощности; $\tau_{0,1}$ - длительность импульса по уровню 0,1 от максимальной мощности P_{max} ; τ_ϕ - длительность переднего фронта по уровню 0,1 P_{max}).

Т а б л и ц а 3

$\epsilon_L/\epsilon_{пор}$	1,4	1,7	2	4	7	14
$R_\epsilon, \%$	3,14	11,3	19,6	48,9	64	74,9
$R_p, \%$	8,94	,4	65,3	126	133	120
$\tau_{0,1} \text{ нс}$	1,8	,63	1,68	2,27	2,7	3,15
$\tau_\phi \text{ нс}$	1	,73	0,58	0,33	0,27	0,2

Профили импульсов накачки и стоковса излучения при $\frac{\epsilon_L}{\epsilon_{пор}} = 4$ показаны на рис.8. Видно, что стоковс импульс вдвое короче импульса накачки. Длительность переднего фронта сокращается почти на порядок, а задний фронт практически повторяет форму импульса накачки. Аналогичный характер изменения формы импульса наблюдался экспериментально (см. рис. 9) [87].

Полученные результаты могут позволить обеспечить в мощных иодных лазерах необходимые длительность и контраст излучения, которые, как известно, оказывают существенное влияние на эффективность обжатия микромишеней.

Л и т е р а т у р а

1. Гайдаш В.А., Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Лапин С.Г., Шемякин В.И., Шурыгин В.К. - Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, вып.4, с.243.
2. Бредерлов Г., Филл Е, Фусс В., Хола К., Фальк Р., Витте К.И. - Квантовая электроника, 1976, 3, №4, с.906.
3. Басов Н.Г., Голубев Л.Е., Зуев В.С., Катулин В.А., Нетемин В.Н., Носач В.Ю., Носач О.Ю., Петров А.Л. - Квантовая электроника, 1973, №6, с.116.
4. Wang V., Ciuliano C.R. - IEEE J.of QE, 1977, 2, p830.

АВТОКОМПЕНСАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ "ОБРАЩЕНИЯ" ПРИ ТРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Ю.А.Ананьев, А.В.Горланов, Н.И.Гришманова,
Н.А.Свенцицкая

В известной схеме компенсации оптических неоднородностей лазерной активной среды [1^{*}] чаще всего используется эффект ОВФ при обратном ВР [7, 23]. Популярность этого метода вызвана простотой его реализации и отсутствием каких-либо требований к оптической однородности нелинейной среды, в которой происходит ВР. Вместе с тем он не лишен и недостатков.

Во-первых, в рассеянном назад излучении, помимо обращенной волны, всегда присутствует и шумовая компонента, добиться полного подавления которой едва ли возможно.

Во-вторых, поскольку различия между порогами ВР и оптического пробоя обычно не слишком велики, небольшим оказывается и динамический диапазон допустимых плотностей излучения первичной волны. Это особенно неудобно при решении задачи самонаведения излучения на объект, характеристики и степень удаленности которого не слишком хорошо известны заранее.

В-третьих, наличие резкой зависимости амплитуды рассеянного света от амплитуды первичной волны (накачки) может привести к тому, что воспроизводимость распределения интенсивности и даже формы волнового фронта окажется не идеальной.

Наконец, существуют определенные трудности использования ОВФ при ВР, связанные со спектрально-временными осо-

бенностями рассеянного излучения. Характер этих трудностей зависит от величины частотного сдвига при рассеянии. В случае ВКР частотный сдвиг намного превышает ширину полюса усиления всех используемых в мощных лазерах активных сред, поэтому свет может подвергнуться усилению лишь на одном из двух проходов через усилитель. При большом сдвиге уменьшается и точность воспроизведения волновых фронтов; в силу указанных причин использование эффекта ОВФ при ВКР представляется малоперспективным.

При ВРМБ, и в особенности при ВТР, частотный сдвиг, напротив, весьма мал, что вызывает иные нежелательные последствия: малый сдвиг является в конечном итоге следствием большой инерционности процессов, приводящих к ВР. Поэтому при быстро изменяющемся волновом фронте излучения ни ВРМБ, ни ВТР использовать нельзя.

Все перечисленные выше обстоятельства стимулируют интерес к возможностям ОВФ иными способами. Одной из таких возможностей, основанной на использовании так называемого трехволнового взаимодействия [23, 119], и посвящена настоящая работа.

Оптическая схема установки изображена на рисунке. В системе применялся задающий генератор 1, работающий в режиме модулированной добротности и формирующий плоскополяризованное излучение (полуширина импульса $t_{0,5} \approx 40$ нс, ширина спектра $\Delta \lambda \leq 0,1 \cdot 10^{-8}$ см). Небольшая часть этого излучения поступала в телескоп 2, расширяющий сечение светового пучка, и далее на вход трехпроходowego телескопического усилителя 3 с увеличением $M \approx 5^x$. Основная часть излучения задающего генератора, пройдя через двухпроходовой усилитель 4, преобразовывалась внутри кристалла КДР 5 в излучение второй гармоники, а имеющееся после кристалла излучение основной частоты срезалось фильтром 6. Зеркало 7 полностью отражало свет частоты ω , входящий из телескопического усилителя, и пропускало свет удвоенной частоты. Излучение второй гармоники распространялось в направлении нормали к зеркалу 7, а направление излучения основной частоты составляло с этой нормалью угол $\approx 10^{-2}$ рад, хотя и небольшой, но достаточный для того, чтобы отраженный от зеркала пучок основной частоты ω не возвращался в телескопический усилитель. В нели-

нейном кристалле LiIO_3 8 длиной 2,5 см при соответствующей ориентации его оптической оси происходило взаимодействие обыкновенной волны с частотой ω и необыкновенной с частотой 2ω . В результате этого взаимодействия возникла обыкновенная волна частоты ω . Эта волна распространялась в направлении, противоположном направлению излучения, выходящего из телескопического усилителя, и имела волновой фронт, обращенный по отношению к фронту этого излучения.

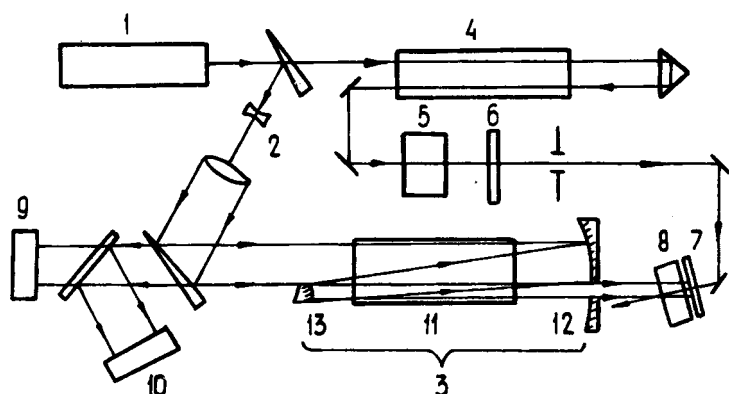


Схема экспериментальной установки:

1 - задающий генератор; 2 - телескоп; 3 - телескопический усилитель; 4 - двухпроходовой усилитель; 5 - нелинейный кристалл KDP; 6 - фильтр; 7 - зеркало; 8 - нелинейный кристалл LiIO_3 ; 9 - калориметр; 10 - система измерения угловой расходимости; 11 - активный элемент; 12 - вогнутое зеркало; 13 - выпуклое зеркало

При обратном прохождении через телескопический усилитель обращенная волна заметно усиливалась; ее энергия регистрировалась калориметром 9. Часть излучения этой волны поступала в систему измерения угловой расходимости 10.

Следует еще остановиться на особенностях такого важного и представляющего принципиальный интерес узла системы, как

телескопический усилитель. Он состоял из активного элемента 11 на неодимовом стекле типа ГЛС-1 диаметром 45 мм, длиной 600 мм, и двух софокусных зеркал — вогнутого зеркала с отверстием 12 и выпуклого зеркала 13 небольшого диаметра.

Известно [2*], что при вводе излучения в телескопический усилитель со стороны вогнутого зеркала в системе появляется опасность возникновения достаточно интенсивных волн, распространяющихся в направлениях, отличных от направлений, диктуемых законами геометрической оптики. Для уменьшения роли рассеянных за счет дифракции волн в данном случае был принят ряд мер, а именно: ось телескопического усилителя была сдвинута на периферию активного элемента; диаметр отверстия в вогнутом зеркале был сделан больше диаметра выпуклого зеркала; перед этим отверстием и перед выпуклым зеркалом были введены зачерненные диафрагмы. В результате этих мер, а также применения телескопического усилителя с достаточно высоким значением M , его самовозбуждение было предотвращено, хотя добиться равномерного освещения в сечении волны основной частоты так и не удалось.

Основные характеристики системы, достигнутые в результате ее тщательной отладки:

диаметр сечения взаимодействующих пучков — 0,7 см;

энергия излучения частоты ω на входе в телескопический усилитель $W_1^\omega = 10^{-4}$ Дж;

энергия излучения частоты ω на входе в нелинейный кристалл $LiIO_3$: $W_2^\omega \approx 0,1$ Дж;

энергия излучения частоты 2ω на входе в кристалл

$LiIO_3$: $W_3^{2\omega} = 0,3$ Дж;

энергия излучения обращенной волны на входе в телескопический усилитель $W_3^\omega = 5 \cdot 10^{-2}$ Дж.

На выходе телескопического усилителя энергия обращенной волны достигала достаточно высокого значения и составляла примерно 20 Дж.

Л и т е р а т у р а

1. Ананьев Ю.А. Авт.свид. № 414935 56 БИ № 35, 1974, 171.
2. Ананьев Ю.А., Горячкин Д.А., Свенщицкая Н.А., Петрова И.М. — Квантовая электроника, 1979, 6, №8.

ОПТИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ С ЗЕРКАЛАМИ, ОБРАЩАЮЩИМИ ВОЛНОВОЙ ФРОНТ

О ВЛИЯНИИ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОГО ЗЕРКАЛА НА ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.А.Лешев, П.М.Семенов, В.Г.Сидорович

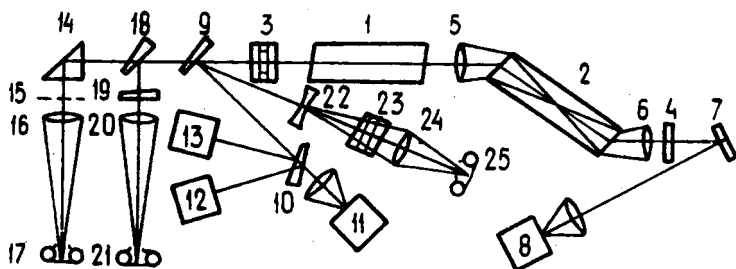
1. В работах [1* - 4*, 15] экспериментально продемонстрирована возможность получения моноимпульсной генерации твердотельного лазера с помощью мандельштам-бриллюэновского зеркала (МБЗ), помещенного в резонатор. Модуляция добротности лазерного резонатора в этом случае достигается за счет увеличения коэффициента отражения МБЗ с ростом мощности излучения внутри резонатора. Указанный метод модуляции добротности привлекателен по целому ряду причин. Во-первых, в схеме, использованной в [2*, 3*, 15], существенно снижается мощность излучения в области между МБЗ и задним отражателем резонатора. Это смягчает требования к лучевой стойкости заднего отражателя, а также пространственных и временных селекторов излучения, которые могут быть размещены между ним и МБЗ. Во-вторых, обращая волновой фронт отраженной световой волны [7, 15], МБЗ снижает потери излучения в пространственном селекторе, установленном между активной средой лазера и выходным зеркалом резонатора [5*]. Это связано с тем, что конфигурация поля, сформированная селектором, воспроизводится после каждого прохода излучения через активную среду с фазовыми неоднородностями до МБЗ и обратно. В-третьих, при установке МБЗ внутрь резонатора может повышаться временная и пространственная когерентность излучения лазера. Возможность повышения когерентности обусловлена преимущественным отражением от МБЗ когерентной составляющей затра-

вочного излучения, из которого формируется моноимпульс. В [11, 15] показано, что коэффициент отражения от МБЗ пространственно-когерентного излучения с широким временным спектром определяется соотношением между масштабом временной когерентности излучения и продольным размером объема нелинейной среды, в котором сформировано МБЗ. Это дает возможность повышать временную когерентность генерируемого излучения путем увеличения указанного продольного размера. Возможность повышения пространственной когерентности излучения легко пояснить, если рассматривать форму волновых поверхностей образующего МБЗ гиперзвука при отражении от него мощной световой волны с ОВФ. В этом случае комплексная амплитуда отраженной световой волны пропорциональна E^* (где E — амплитуда падающей волны), вследствие чего амплитуда электрострикционной силы, раскачивающей гиперзвук, пропорциональна $\text{Re} E^2$. Отсюда следует, что в стационарном режиме возбуждения гиперзвуковых волн и при достаточно большом их затухании волновой фронт гиперзвука в любом сечении МБЗ повторяет по форме волновой фронт отражаемой световой волны. Именно такая форма динамических "гиперзвуковых зеркал", образующих в совокупности МБЗ, обеспечивает ОВФ отражаемого света. Если же этот волновой фронт нестационарен в течение времени установления гиперзвуковых волн в среде, то коэффициент отражения МБЗ падает из-за того, что гиперзвук не успевает подстраиваться под отражаемую волну (см. также [51]). Это приводит к снижению добротности лазерного резонатора, одним из отражателей которого является МБЗ, для соответствующих компонент затравочного излучения. В результате возникают условия для того, чтобы в генерируемом лазерном излучении доминировали волны с волновыми фронтами, мало изменяющимися за время τ установления МБЗ. Если τ соизмеримо с длительностью моноимпульса τ_n , то неизменны фазовые соотношения между колебаниями в поперечном сечении такой волны, а это и означает ее пространственную когерентность.

Пространственная когерентность характеризует пригодность излучения для записи голограмм, поэтому целесообразно использование МБЗ с $\tau \sim \tau_n$ для модуляции добротности лазеров, применяемых в голографии. С другой стороны, для

возбуждения вынужденного рассеяния (ВР) и записи динамических голограмм необходимо сохранение пространственной когерентности только в течение времени релаксации используемой нелинейной среды τ_p , так как изменения интерференционной картины излучения, медленные в масштабе τ_p , среда успевает отслеживать. В этом случае использование МБЗ с $\tau \geq \tau_p$ может обеспечить существенное повышение эффективности возбуждения ВР и записи динамических голограмм, если другие приспособления для модуляции добротности лазерного резонатора не позволяют обеспечить неизменность фазовых соотношений световых колебаний по сечению лазерного пучка в течение τ_p .

В настоящей работе рассматриваются свойства моноимпульсного лазера на основе стандартного ОКГ ГОС-1001 с модуляцией добротности с помощью МБЗ. Данный лазер обеспечивает энергию импульса, примерно на два порядка превышающую энергию, достигнутую ранее в [1* - 3*, 15].



Р и с. 1

2. Схема установки изображена на рис.1: 1 - активный элемент из стекла ГЛС-1 размером 45 x 630 мм с торцами, скошенными под углом 85° ; 2 - заполненная ацетоном стальная кювета длиной 660 мм, окна которой скошены под углом около 53° и сориентированы под углом Брюстера к оптической оси лазерного резонатора; 3 - передний отражатель резонатора, выполненный в виде двух плоскопараллельных стеклянных пластин толщиной 4 мм, разделенных инва-

ровым кольцом толщиной 0,6 мм, поверхности пластин отклоняются от плоскостности не более чем на 0,3 кольца, клиновидность составляет 5"; 4 - задний отражатель резонатора, выполненный в виде плоскопараллельной пластинки толщиной 7 мм с клиновидностью 5", отклонением рабочих поверхностей от плоскостности не более 0,3 кольца и с интерференционным покрытием на повернутой к кювете 2 поверхности; 5 и 6 - близкие к софокусным линзы с $f \approx 500$ мм; 7 - стеклянная пластинка, отражающая около 8% излучения, выходящего через заднее зеркало резонатора на датчик 8 калориметра ИМО-2; 9 и 10 - клиновидные пластинки, отводящие часть лазерного пучка на датчик 11 калориметра ИМО-2, а также на фотоэлемент Ф-5 (12), подключенный к осциллографу С 8-2, и на коаксиальный фотоэлемент ФК-2 (13), подключенный к измерителю временных интервалов И2-7; 14 - призма полного внутреннего отражения, направляющая пучок на алюминиевую пластинку 15 с двумя отверстиями диаметром $0,1 \pm 1$ мм; 16 - линза с $f \approx 2000$ мм, в фокальной плоскости которой расположена фотокамера 17 с пленкой И1030, регистрирующей интерференционную картину лазерного излучения, проходящего через отверстия в экрানে 15; 18 - клиновидная пластинка, направляющая часть излучения на линзу 20 с $f \approx 1000$ мм, в фокальной плоскости которой помещена фотокамера 21, регистрирующая распределение интенсивности в дальней зоне; 19 - клин с углом при вершине 10^{-2} рад и интерференционными покрытиями с коэффициентом отражения $R \approx 70\%$ на обеих сторонах, предназначен для получения в фотокамере 21 серий изображений пространственного спектра пучка с соотношением интенсивностей между соседними картинками 1 : 2 (см. [15]); система из отрицательной линзы 22 с $f \approx 40$ мм, интерферометра Фабри-Перо 23, с базой 5 мм, линзы 24 с $f \approx 500$ мм и фотокамеры 25 предназначена для регистрации спектрограмм лазерного излучения.

Все датчики в схеме (рис.1) изолированы от излучения накачки инфракрасными светофильтрами. Энергия, попадающая в фотокамеры 17, 21 и 27, регулировалась нейтральными светофильтрами.

Юстировка отражателей 3 и 4 осуществлялась по лучу He-Ne-лазера ЛГ-52-1 с точностью $2' \pm 3'$.

Система накачки активного элемента лазера ГОС-1001

не подвергалась переделкам. Длительность импульса накачки составляла 1,2 мс.

3. При отсутствии линз 5,6 и коэффициенте отражения $R \approx 96\%$ зеркала 4 лазер генерировал последовательность нерегулярных импульсов в течение всего времени накачки. Изменение энергии накачки E_n от 60 кДж до 30 кДж приводило к уменьшению суммарной энергии E_{Σ} последовательности импульсов примерно по линейному закону с 50 Дж до 15 Дж.

Установка в лазерный резонатор линз 5,6 привела к уменьшению числа импульсов, генерируемых за время накачки. Величина E_{Σ} при этом по линейному закону уменьшалась от 30 Дж при $E_n \approx 60$ кДж до 10 Дж при $E_n \approx 45$ кДж. Размер пучка, выходящего через передний отражатель 3 (см. рис.1), составлял в плоскости рисунка (горизонтальной плоскости) около 3 см, а в вертикальной плоскости - 1,5 см. Пучок, выходящий через задний отражатель 4, имел размеры 1 x 1,5 см.

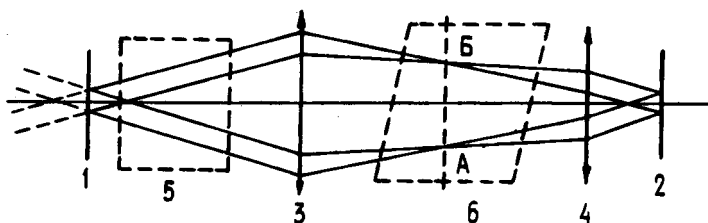
Генерации одного мощного моноимпульса удалось добиться установкой в положении 4 зеркала с коэффициентом отражения интерференционного покрытия $R \approx 20\%$ при условии, что расстояние h между линзами 5,6 было на несколько сантиметров меньше обеспечивающего их софокусность в вертикальной плоскости (при этом в плоскости (рис.1) из-за большого астигматизма, обусловленного наклоном оконюветы 2, телескоп 5,6 был эквивалентен отрицательной цилиндрической линзе с $f \sim 40$ см).

Длительность моноимпульса составила 30-50 нс по высоте. При оптимальном, с точки зрения энергии генерации, значении h изменение E_n от 60 кДж до 40 кДж приводило к падению E_{Σ} почти по линейному закону от 40 Дж до 15 Дж.

Если величина h была на 1 + 2 см больше оптимальной, то наблюдалась генерация 3 + 5 близких по мощности моноимпульсов. При отклонении h от оптимального значения в ту или другую сторону более чем на 2 см моноимпульсная генерация не наблюдалась. В этом случае лазер генерировал нерегулярную последовательность из нескольких десятков пучков с общей энергией 0,5 + 1 Дж.

4. Пространственная структура генерируемого излучения была весьма нестабильна в ходе экспериментов. Положение пучка на отражателе 3 от вспышки к вспышке смещалось относительно оси юстировочного пучка в вертикальной плоскости в пределах ± 1 см. При этом положение пучка на отражателе 4 испытывало соответствующие смещения противоположного знака.

В большинстве опытов пучок состоял из двух отдельных, пересекающихся на отражателях 3 и 4 угловых компонент с углом между ними $3-40$ мрад в вертикальной плоскости (см. рис. 2, с. 181, где приведено распределение генерируемого излучения в дальней зоне). Биссектриса этого угла была параллельна оси резонатора. Угловые расходимости указанных компонент по уровню половинной интенсивности составляли около 5 мрад в горизонтальной плоскости и 3 мрад в вертикальной (рис. 2, а). В ряде случаев при небольшой (~ 40 кДж) энергии накачки и $[L \simeq 5 + 7$ Дж в угловом распределении интенсивности пучка появлялась осесимметричная структура с расходимостью отдельных элементов по уровню половинной интенсивности 10^{-4} рад (рис. 2, б).



Р и с. 3

На рис. 3 приведена схема хода лучей в резонаторе в вертикальной плоскости на этапе генерации, предшествующем монопультсу. Эта схема поясняет формирование наблюдавшейся угловой структуры излучения. Нетрудно видеть, что такой ход лучей может реализовываться при выполнении условия $l_{13} + l_{24} = 2f$, где l_{13} и l_{24} — длины оптических путей между изоб-

раженными на рис.5 плоскостями с соответствующими номерами; f — фокусные расстояния линз с учетом показателя преломления ацетона. Указанное условие выполнялось в экспериментах. При оптически однородном активном элементе допустим любой угол схождения пучков на отражателях резонатора (рис.3). Наличие в наблюдавшемся угловом распределении генерируемого излучения двух отдельных угловых компонент с изменяющимся от вспышки к вспышке углом схождения, по-видимому, связано с неоднородностью инверсионной населенности по сечению активного элемента, а также с наводимой в стержне нестационарной тепловой линзой.

В течение моноимпульса излучение сосредоточено в основном на части траектории (рис.3), лежащей левее фокальной плоскости линзы 3. При этом резонатор образован отражателем 1 и бегущими по направлению к отражателю 6 гиперзвуковыми волнами, возбуждаемыми светом в ацетоне. Для оценки среднего за время моноимпульса коэффициента отражения Q этих динамических объемных гиперзвуковых зеркал одновременно датчиками 8 и 11 (рис.1) измерялась энергия, выходящая через отражатели 1 и 6. Выходящая через отражатель 6 энергия моноимпульса составляла в среднем 3% от выходящей через передний отражатель. Если предположить, что в активном элементе за проход во время генерации моноимпульса усиление $K \approx 3$, то отсюда получаем оценку $Q > 90\%$.

5. При генерации моноимпульса в спектре сохранялась линия, по-видимому отвечающая пиковой генерации, и дополнительно появлялась группа из 4 + 5 линий (см. рис. 4), сдвинутых по отношению друг к другу на доплеровскую частоту Ω , соответствующую скорости гиперзвука в ацетоне $v_r \approx 1200$ м/с (см. 1* - 3*, 15). По отношению к линии пиковой генерации группа спектральных линий, соответствующих моноимпульсу, смещена в стоксову область на 4 + 5 Ω . Наблюдавшееся число линий в группе соответствует трем-четырем от отражения излучения от МБЗ за время моноимпульса. Так как длина резонатора, образованного передним отражателем и МБЗ, составляла примерно 1,5 м, то это число согласуется с длительностью моноимпульса.

Данные о спектрах пиковой и моноимпульсной генерации позволяют сформулировать простую модель возникновения моноимпульса. Если МБЗ отсутствует в резонаторе, то каждый из пиков начинает спадать, сделав инверсию в стержне ниже

пороговой. При наличии МБЗ существует возможность компенсации уменьшения усиления в активном элементе с ростом мощности излучения в резонаторе за счет увеличения коэффициента отражения МБЗ. Так как измеренная ширина линии пиковой генерации на полувысоте составляла $\Delta \nu_p \sim 0,1 \text{ см}^{-1} \approx \Omega$, то роль стоксовой затравки могла играть длинноволновая часть излучения, отраженного отражателем 4 (см. рис.1).

Добротность P резонатора, образованного отражателем 3 (см. рис. 1) и МБЗ, выше добротности резонатора, состоящего из отражателей 3 и 4, при выполнении условия

$$e^{2qID/\theta} > M,$$

где q [см/Мвт] – коэффициент стимулированного усиления стоксовой волны в нелинейной среде; I [Мвт/см²] – мощность излучения, падающего слева на кювету 2; D – поперечный размер пучка на входе кюветы, θ – его угловая расходимость; $2D/\theta$ – эффективная длина кюветы 2 с учетом продольного изменения мощности пучка в кювете, обусловленного линзами 5 и 6; M – отношение мощностей излучения в максимуме спектральной линии и на частоте, сдвинутой на Ω в стоксову область. В этом случае дальнейший рост I приведет к увеличению добротности резонатора лазера. Если рост P компенсирует убывание усиления в стержне, то пик свободной генерации трансформируется в моноимпульс (см. также [15]). Именно это, по-видимому, и наблюдалось в наших экспериментах.

Следует отметить, что стоксова компонента проникающего через МБЗ излучения, по-видимому, может служить затравкой для отраженной волны и во время моноимпульса. Относительная интенсивность затравки I' определяет полный инкремент ее усиления в МБЗ. При достаточно большом значении I' указанный инкремент будет недостаточным для того, чтобы воспроизводящая отражаемую волну мода стала доминирующей в отраженном от МБЗ излучении, и эффект ОВФ нарушится*. Вопрос о величине I' в рассматриваемом ла-

* На эту возможность внимание авторов обратил Г.А.Пасма-ник.

зере, а также о доле моды с ОВФ в отраженном от МБЗ излучении требует дополнительного исследования.

6. Оценка пространственной когерентности моноимпульса производилась по схеме опыта Юнга (см. рис. 1). Расстояние между отверстиями в алюминиевом экране толщиной 0,1 мм составляло 3, 10 и 15 мм.

Зарегистрированные на фотопленке И1030 интерференционные картины фотометрировались с помощью микрофотометра ИФО-451.

Для нахождения контраста интерференционной картины, образованной лазерным излучением в фотослое, строились характеристические кривые пленок. Для этого на одном кадре регистрировался ряд изображений дальней зоны одного и того же пучка с ослаблением каждого следующего примерно в два раза. Указанный ряд изображений формировался с помощью клина 19 (см. рис.1) с нанесенными на его рабочих поверхностях интерференционными покрытиями (см. [15]).

Контраст интерференционной картины, образованной лазерным излучением в пленке, ниже истинного, характеризующего когерентность контраста, который наблюдался бы в отсутствии пленки. Это связано со светорассеянием на неоднородностях фотослоя. Для восстановления истинного контраста по измеренному последний умножался на поправочный коэффициент светорассеяния μ , зависящий от периода интерференционной картины Λ .

Величину поправочного коэффициента μ находили следующим образом. По фотографии края бритвы, установленной вплотную к пленке, была определена функция рассеяния края. Это позволило найти функцию рассеяния линии в пленке. Последнюю со среднеквадратичной точностью около 10% удалось аппроксимировать функцией

$$\varphi(x) = \delta(x) + 3,75 e^{-5|x|},$$

где δ — дельта-функция; x — координата, измеряемая в миллиметрах. Было показано, что свертка истинной синусоидальной интерференционной картины с функцией φ дает измеряемую в пленке интерференционную картину с контрастом, уменьшенным в $\mu = \frac{1 + (2\pi/5\Lambda)^2}{1 + 0,4(2,75\Lambda)^2}$ раз,

где Λ — период картины в миллиметрах.

Найденный с помощью указанной процедуры истинный контраст интерференционной картины V существенно изменялся от вспышки к вспышке. Частично это можно объяснить попаданием отверстий в экране 15 на участки сечения пучка с различными неравными интенсивностями.

При поперечном расстоянии q между интерферирующими участками пучка, равном 3 мм, были получены следующие значения V : 30, 65 и 55%. Измерение V при $q = 10$ мм и соответственно $q = 15$ мм дало величины: а) 15, 10, 45, 13, 40, 32, 56%; б) 19, 25, 7%.

Эти результаты позволяют получить следующие грубые оценки для модуля функции пространственной когерентности γ в зависимости от q : $\gamma(3 \text{ мм}) \gtrsim 60\%$; $\gamma(10 \text{ мм}) \simeq 50\%$; $\gamma(15 \text{ мм}) \gtrsim 25\%$.

Невысокую интегральную за время импульса пространственную когерентность можно объяснить, в соответствии с изложенным в п.1, тем, что МБЗ, как нелинейный элемент, способствует формированию пространственно-когерентной моды, стабильной лишь в течение времени $\tau \gg 1/\Delta\nu_n$. Такая "динамическая" когерентность может быть зарегистрирована прибором с постоянной времени, меньшей τ .

С целью сопоставления пространственной когерентности излучения лазера с МБЗ в резонаторе и моноимпульсного лазера с фототропным затвором кювета 2 (см. рис. 1) была заменена кюветой с просветляющимся красителем. Толщина последней составляла 3 мм, исходная прозрачность около 50%. Для сохранения такой же поляризации излучения, как в опытах с МБЗ, кювета была повернута под углом Брюстера к оси резонатора. Отражатель 4 имел интерференционное покрытие с коэффициентом отражения $R \simeq 99\%$. Диаметр отражателя составлял 30 мм.

При энергии накачки $E_n \simeq 20$ кДж наблюдалась генерация одного моноимпульса с длительностью по уровню половинной интенсивности 40 нс, энергией 7 Дж и расходимостью по уровню половинной интенсивности 10^{-3} рад.

Измерение контраста интерференционных полос в случае генерации одного моноимпульса дало: а) $V(10 \text{ мм}) = 28, 47, 18$ и 14% ; б) $V(3 \text{ мм}) = 43, 38, 45\%$. Отсюда следует оценка: $\gamma(3 \text{ мм}) \simeq \gamma(10 \text{ мм}) \gtrsim 45\%$.

Вопрос о наличии в этом случае "динамической" пространственной когерентности с некоторой постоянной времени t требует, как и при наличии МБЗ в резонаторе, дополнительного исследования. Возможным способом выявления указанной "динамической" когерентности является измерение порога ВР исследуемого излучения назад в средах с различными временами релаксации нелинейности.

Авторы благодарны Ю.Н.Денисюку за поддержку данной работы, Г.А.Пасманику и Н.А. Свенщицкой за ценные советы и обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Pohl D. - Phys.Lett., 1967, 24A, p.239.
2. Тихонов Е.А., Шпак М.Т. - Письма в ЖЭТФ, 1968, 8, с.282.
3. Грасюк А.З., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. - Письма в ЖТФ, 1969, 9, с.11.
4. Гапонов С.В., Гончаров А.Г., Крафмахер Г.А., Ханин Я.И. - Письма в ЖЭТФ, с.1970, 11, с.370.
5. Лесник С.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. Тезисы докладов первой Всесоюзной конференции "Проблемы управления параметрами лазерного излучения", 1978, ч. 1, с.119.

СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРЕ С ЗЕРКАЛОМ, ОБРАЩАЮЩИМ ВОЛНОВОЙ ФРОНТ

С.А.Лесник, М.Г.Резников, М.С.Соскин,
А.И.Хижняк

В настоящее время быстро развивается новое направление оптики — адаптивная оптика, изучающая оптические системы, свойства которых зависят от структуры падающего на них излучения, и в частности системы, способные обращать волновой фронт лазерного пучка [7, 119]. Использование свойства ОВФ позволило решить ряд важных задач: компенсировать оптические неоднородности лазерных усилителей [9], выполнить точную наводку излучения на мишень [88] и, наконец, осуществить метод управления структурой лазерного излучения в резонаторе, одно из зеркал которого способно обращать волновой фронт [1*]. Такой резонатор обладает целым рядом свойств, отличающих его от традиционных открытых резонаторов. В первую очередь при определенных условиях происходит компенсация оптических неоднородностей среды, заполняющей резонатор, и одновременно существенно снижается избирательность к структуре поля на выходном зеркале. Это позволяет поставить задачу формирования поля излучения, заданной структуры с минимальными потерями, для решения которой необходимо выяснить характеристики резонатора с зеркалом ОВФ.

Свойства резонатора с бесконечными по апертуре плоским и ОВФ зеркалами рассмотрены в работе [84]. В настоящей работе изучается резонатор с ограниченными по апертуре зеркалами, соответствующий условиям эксперимента, найдены соотношения подобия, из которых, в частности, следует, что резо-

натор устойчив при любом радиусе кривизны обычного зеркала. Получены зависимости потерь основного типа колебаний от величины параметров Френеля резонатора. Показано, что потери в резонаторе, образованном плоским зеркалом и зеркалом ОВФ, ниже, чем в резонаторе с обоими плоскими зеркалами, что объясняется адаптивностью зеркала ОВФ, но больше, чем в конфокальном при одинаковых значениях параметра Френеля.

Проведено экспериментальное исследование лазера с зеркалом ОВФ за счет ВРМБ. Показано, что при не очень высокой энергии излучения, создающего ВРМБ, резонатору присущи свойства резонатора с зеркалом ОВФ, что позволило формировать заданную структуру излучения с минимальными потерями. Обнаружено, что повышение мощности генерации приводит к срыву ОВФ. Это ограничивает возможности лазера с зеркалом ОВФ за счет ВРМБ.

1. Свойства открытого резонатора с зеркалом ОВФ

Рассмотрим открытый резонатор, образованный обыкновенным зеркалом I с радиусом кривизны $R = 2F$ и зеркалом ОВФ II (рис.1). Понятно, что если зеркало ОВФ не ограничено по размерам, то оптические неоднородности среды, заполняющей резонатор, можно не учитывать, так как они будут компенсироваться [9]. Если же апертура зеркала ОВФ ограничена, то указанная компенсация будет неполной. В обоих случаях для выяснения характеристик лазера с зеркалом ОВФ необходимо сначала исследовать свойства холодного резонатора, заполненного однородной средой. При этом достаточно исследовать цилиндрический резонатор, полагая, что

медленная амплитуда поля $\Psi_{\text{отр}}(x)$, отраженная от зеркала ОВФ, связана с амплитудой падающего поля $\Psi_{\text{пад}}(x)$ соотношением:

$$\Psi_{\text{отр}}(x) = \rho \Psi_{\text{пад}}(x), \quad (1)$$

где ρ — коэффициент отражения; x — координата в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора. В даль-

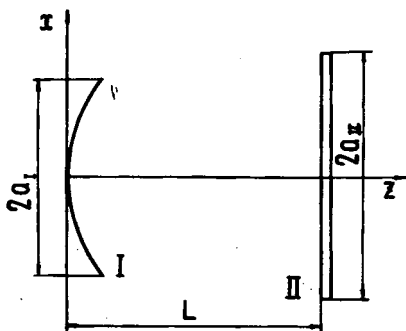
нейшем без ограничения общности можно считать $\rho = 1$.

В параксиальном приближении уравнение для собственных функций исследуемого резонатора запишется в следующем виде:

$$\rho \Psi(y) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\sin C(y-y')}{y-y'} e^{i \frac{1}{2} \tilde{q} C(y'^2 - y^2)} \Psi^*(y') dy', \quad (2)$$

где $y = x/a_I$, $C = \sqrt{c_I c_{II}}$, $c_I = \frac{k a_I^2}{L}$, $c_{II} = \frac{k a_{II}^2}{L}$,

$\tilde{q} = \frac{a_I}{a_{II}} q$, $q = 1 - \frac{L}{2F}$, a_I и a_{II} — полуширины зеркал I и II соответственно; k — волновое число; L — длина резонатора, а поле $\Psi(y)$ взято в "среднем сечении" линзы, эквивалентной зеркалу I при замене резонатора линзовым волноводом. В дальнейшем используем общепринятую терминологию, считая резонатор с плоским зеркалом I ($q = 1$) плоским, со сферическим (при $q = 0$) конфокальным и т.п.



Р и с. 1. Резонатор с зеркалом ОВФ

Из выражения (2) следует, что семейство резонаторов с различными c_I , c_{II} и q , отвечающими одному и тому же набору параметров ρ и \tilde{q} , обладает одинаковыми собственными значениями ρ и описывается одинаковыми функциями $\Psi(y)$. Так, например, резонатор с $a_I = a_{II} = a$ и радиусом кривизны зеркала I $R = L/(1-|q|)$ (особый случай конфокального резонатора рассмотрен отдельно в п. в) эквивалентен плоскому, но с отличающимися размерами зеркал:

$$a_I^{n_s} = a \sqrt{|q|} \quad , \quad a_I^m = a / \sqrt{|q|} \quad . \quad (3)$$

Отсюда, в частности, следует устойчивость резонатора с зеркалом ОВФ, поскольку даже в случае предельно больших $|q|$ он эквивалентен плоскому резонатору с бесконечным зеркалом I , который, в свою очередь, эквивалентен обычному конфокальному резонатору [84] с размером зеркал, как будет показано ниже, $a_{\text{конф}} = a / \sqrt{2|q|}$. Свойство устойчивости резонатора следует из того, что если его рассматривать как волновод [2*], одна из стенок которого обладает свойством (1), то в таком волноводе нет распространяющихся волн, а все решения локализованы при любой кривизне обычной стенки. Таким образом, для открытых резонаторов с зеркалом ОВФ отсутствует класс неустойчивых резонаторов.

Из интегрального уравнения (2) для сопряженных резонаторов [2*], отличающихся лишь радиусами кривизны так, что

$$\hat{q} = -q \quad , \quad (4)$$

собственные значения и собственные функции связаны следующим образом:

$$\hat{\rho} = \rho^* \quad , \quad \hat{\Psi}(y) = \Psi^*(y) \quad , \quad (5)$$

т.е. потери в таких резонаторах одинаковы и можно в дальнейшем рассматривать лишь область значений $q > 0$. Из уравнения (2) следует так же, что в резонаторе с конечными зеркалами при $\tilde{q} \neq 0$ собственные функции комплексны, т.е. в "среднем сечении" эквивалентной линзы их волновой фронт не плоский.

Прежде чем переходить к анализу резонатора с ограниченными зеркалами, остановимся на некоторых предельных случаях, для которых возможно аналитическое решение.

а) Резонатор с бесконечным зеркалом ОВФ
Переходя в уравнении (2) к пределу при $I \rightarrow \infty$, получим уравнение

$$\rho \Psi(y) = \Psi^*(y) \quad , \quad (6)$$

решением которого с точностью до произвольного комплексного множителя является любая действительная функция, т.е. имеющая плоский фронт в "среднем сечении" эквивалентной линзы и заданная на интервале $[-1, 1]$. Модуль собственного значения при этом равен 1, т.е. потери отсутствуют. Следовательно, резонатор с бесконечным по апертуре зеркалом ОВФ не обладает избирательностью к структуре поля на зеркале I. Заметим, что этим же свойством обладает обычный конфокальный резонатор, одно из зеркал которого не ограничено. Однако свойство компенсации оптических неоднородностей заполняющей резонатор среды у него отсутствует. Действительно, помещение в резонатор, например, линзы с неограниченной апертурой приводит в случае резонатора с зеркалом ОВФ также к резонатору с зеркалом ОВФ, а в случае конфокального резонатора - к неконфокальному, который уже не обладает описанным выше свойством.

Итерируя уравнение (2), в пределе при $l_{II} \rightarrow \infty$, получим

$$|r|^2 \Psi(y) = \Psi(y), \quad (7)$$

из которого следует, что после двойного обхода резонатора воспроизводится поле произвольной структуры, т.е. поле, не согласованное с зеркалом I*. При этом так же, как и в случае, описанном выше, потери отсутствуют.

б) Резонатор с бесконечным обычным зеркалом

Для исследования этого случая преобразуем уравнение (2) для поля на зеркале ОВФ и перейдем к пределу при $l_I \rightarrow \infty$:

$$\rho \Psi_I(u) = \sqrt{\frac{i l_{II}}{4\pi q}} \int_{-1}^1 \exp\left(i \frac{l_{II}}{2q} u u'\right) \Psi_I^*(u') du'. \quad (8)$$

Здесь $u = l / l_{II}$,

$$\Psi_I(u) = \bar{\Psi}_{II}(u) \exp\left(-i \frac{1-2q}{4q} l_{II} u^2\right),$$

а $\Psi_I(u)$ - поле, падающее на зеркало ОВФ. Уравнение (8)

* Это легко понять из элементарных построений, например для плоского зеркала I и сферической волны $\Psi(y)$.

с точностью до операции комплексного сопряжения под интегралом совпадает с уравнением конфокального резонатора. Поскольку его собственные функции действительны и образуют полную ортогональную систему функций, то они являются и решениями уравнения (8)*. Полученный результат объясняется адаптивностью зеркала ОВФ. Действительно, резонатор с бесконечным зеркалом I, как нетрудно видеть, эквивалентен резонатору с зеркалами ОВФ одинаковой апертуры, находящимися на расстоянии $l' = 2gL$. Как известно [2*], распределение поля на апертурах, реализующее оптимальную передачу энергии между ними, достигается в конфокальной системе. Поскольку зеркало ОВФ способно "настраиваться" на любое поле, то оно и "настраивается" на поле конфокального резонатора, обеспечивающее минимальные потери.

в) Конфокальный резонатор ($g = 0$)

В этом случае уравнение (2) приобретает следующий вид:

$$\rho \Psi(y) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\sin c(y-y')}{y-y'} \Psi^*(y') dy'. \quad (9)$$

Это уравнение конфокального резонатора с зеркалами различной апертуры, и к нему применимо все сказанное в отношении уравнения (8). Если устремить размер зеркал I или II к бесконечности, то перейдем к уравнению (6) со всеми вытекающими из него последствиями.

г) Резонатор с ограниченными зеркалами I и II

В этом случае уравнение (2) решалось на ЭВМ итерационным методом. В качестве начального распределения поля выбиралось поле плоской волны $|\Psi(x)| = \text{const}$, $\arg \Psi(x) = 0$, $x \in [-1, 1]$. На рис. 2 показана зависимость потерь на проход (кривая 1) для основного типа колебаний плоского резонатора от величины параметра Френеля $N = c/2\pi$. Там же кривыми 2 и 3 изображены зависимости для обычных плоского и конфокального резонаторов той же длины, взятые из [4*, 5*]. Потери исследуемого резонатора при конечных размерах зеркал больше, чем у конфокального, но меньше, чем у плоского. Если же размеры зеркал увеличиваются неогра-

* Аналогичный результат для частного случая $g = 1$ получен в работе [84].

ниченно, то, как следует из соотношения подобия, потери резонатора асимптотически приближаются к потерям конфокального. Последнее иллюстрируется изменением структуры поля на зеркале I в зависимости от размеров зеркал (рис.3). С ростом ζ поле поджимается к оси с одновременным уплощением фазы.

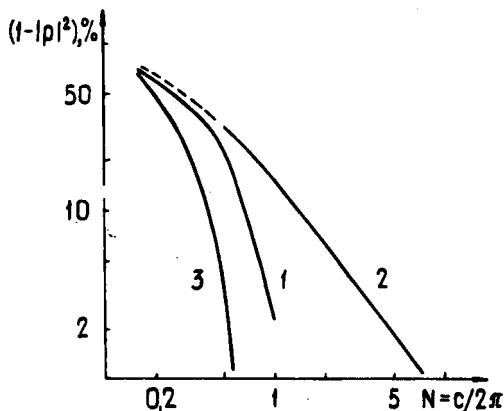


Рис. 2. Зависимость дифракционных потерь в резонаторе ($\alpha_I = \alpha_{II} = \alpha$) для основного типа колебаний от параметра N : 1 - плоский резонатор с зеркалом ОВФ; 2 - обычный плоский резонатор [4*]; 3 - конфокальный резонатор [5*]

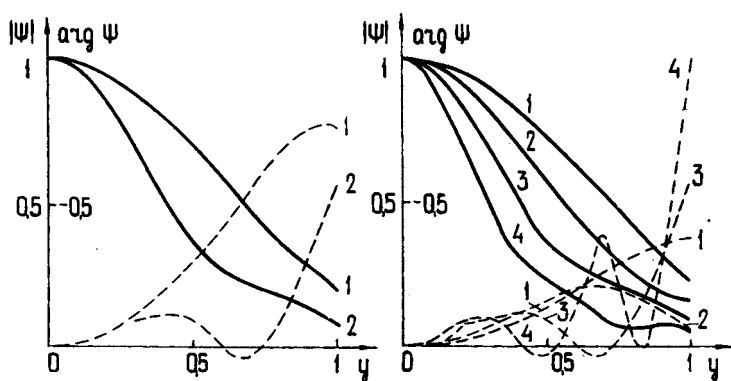
Рис.4 показывает изменение структуры поля основного типа колебаний на плоском зеркале в зависимости от его размеров при фиксированном размере зеркала ОВФ ($\zeta_{II} = 2\pi$). Видно, что с ростом ζ_I одновременно со сжатием поля к оси появляются осцилляции фазы.

ζ_I	$\pi/2$	π	2π	3π	4π	6π	8π	16π	∞
$(1 - r ^2) \%$	9,3	5,5	2,3	1,95	1,75	1,87	1,89	1,91	1,9

Кроме того, зависимость потерь резонатора от ζ_I , как следует из таблицы, имеет немонотонный характер. Все это

объясняется тем, что при $l_I \rightarrow \infty$ (п.б) резонатор становится конфокальным с удвоенной длиной и апертурой зеркал a_x , а поле на зеркале 1 совпадает с полем в среднем сечении этого резонатора.

Зависимости потерь мощности от параметра $|g|$ для резонатора с одинаковыми размерами зеркал приведены на рис.5. В соответствии с соотношениями подобия их также можно отнести к плоскому резонатору, у которого размеры зеркал определяются (3).

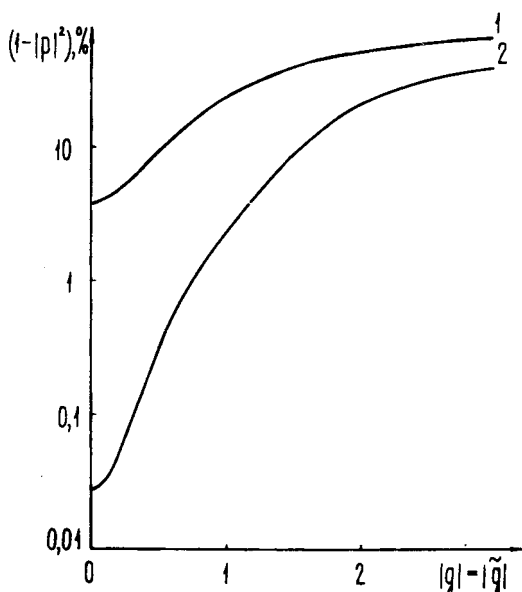


Р и с. 3. Распределение относительной амплитуды (сплошная линия) и фазы (пунктирная линия) поля основного типа колебаний для резонатора с зеркалом ОВФ ($a_I = a_{II} = a$, $g = 1$) 1. $l_I = \pi$; 2. $l_I = 2\pi$

Р и с. 4. Распределение относительной амплитуды (сплошная линия) и фазы (пунктирная линия) поля при различных размерах плоского зеркала ($l_{II} = 2\pi$, $g = 1$): 1. $l_I = \pi/2$; 2. $l_I = \pi$; 3. $l_I = 2\pi$; 4. $l_I = 4\pi$

Таким образом, проведенный теоретический анализ резонатора с зеркалом ОВФ показал, что такой резонатор обладает свойствами, отличающими его от резонаторов традиционного

типа. Наиболее существенным является то свойство, что при достаточно большой апертуре зеркала ОВФ теряется избирательность к структуре поля на зеркале I и проявляется свойство компенсировать фазовые неоднородности активной среды. Поэтому, установив в таком резонаторе перед зеркалом I устройство, формирующее требуемую структуру поля, можно получить генерацию лазером поля этой структуры при минимальных потерях. При этом следует учесть, что в импульсных лазерах, как отмечалось в [84], процесс генерации может занять малое число проходов по резонатору и тогда смягчаются требования к размерам зеркала ОВФ.

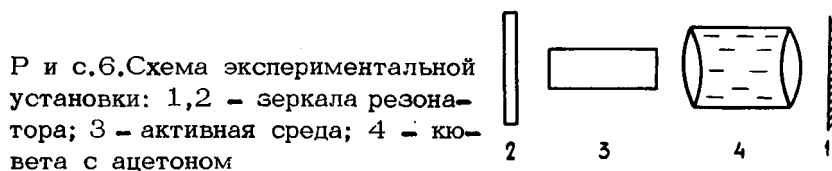


Р и с. 5. Зависимость дифракционных потерь в резонаторе ($\alpha_I = \alpha_{II} = \alpha$) для основного типа колебаний от параметра $|\tilde{q}|$: 1. $\zeta = \pi$; 2. $\zeta = 2\pi$

Для проверки сделанных выше выводов нами было проведено экспериментальное исследование лазера с зеркалом ОВФ за счет ВРМБ.

2. Экспериментальное исследование лазера с зеркалом ОВФ

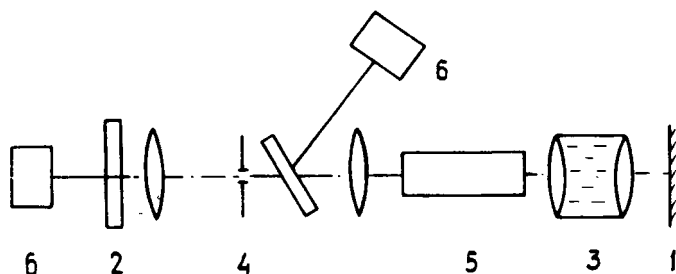
Экспериментально исследовался лазер на рубине по схеме рис.6. Для ОВФ использовалось ВРМБ сфокусированного пучка в кювете 4 [3*], а модуляция добротности резонатора осуществлялась электрооптическим затвором типа МДЭ-2, являющимся зеркалом резонатора (1). Временная развертка спектра гигантского импульса (рис.7,а, см.с.182) показала, что при каждом проходе излучения по резонатору его частота сдвигается на величину, обусловленную ВРМБ. При этом резко возрастает расходимость излучения, повышается его однородность в ближней зоне по сравнению с лазером, в котором отсутствует кювета 4. Кроме того, значительно увеличивается выходная энергия генерации. Когда зеркало 2 разъюстировано, то, как показывает временная развертка дальней зоны (рис.7,б), направление излучения воспроизводится после двойного прохода пучка по резонатору. Таким образом, в исследуемом резонаторе снижается селективность к поперечной структуре поля и уменьшаются потери, несмотря на отличный от 100% коэффициент отражения при обратном рассеянии ВРМБ. Поэтому можно сделать вывод, что резонатор по схеме рис.6 обладает свойствами, присущими резонатору с зеркалом ОВФ (см. раздел 1). Следовательно, постановка в резонаторе перед выходным зеркалом устройства, формирующего структуру пучка генерации, позволит получить излучение с заданными параметрами и потерями, меньшими, чем в резонаторе с обычными зеркалами.



Р и с.6.Схема экспериментальной установки: 1,2 - зеркала резонатора; 3 - активная среда; 4 - кювета с ацетоном

В качестве формирующего устройства использовался телескоп с диафрагмой 4 в фокальной плоскости (рис.8). Выходная энергия при наличии кюветы 3 была близка к энергии генерации в отсутствие кюветы 3. При этом "пропускание"

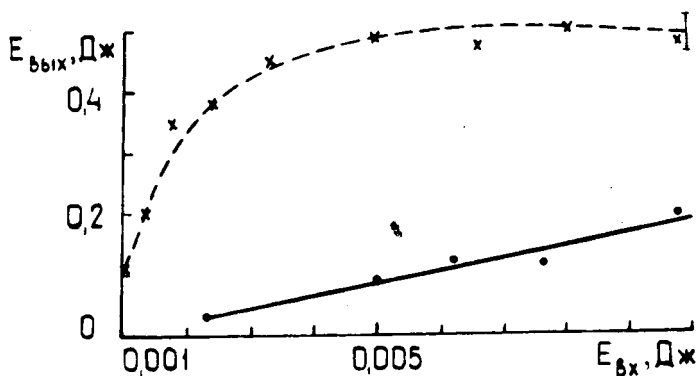
диафрагмы, измеряемое как отношение энергии, падающей на диафрагму со стороны активной среды 5, к выходной энергии генерации, оказывалось в два раза больше, если кювета 3 находилась в резонаторе. Это указывало на снижение потерь, связанных с формированием структуры лазерного пучка, отсутствие же выигрыша по энергии генерации связано с меньшим, чем у зеркала I коэффициентом отражения от кюветы 3 за счет ВРМБ.



Р и с. 8. Схема лазера с формирующим устройством в резонаторе: 1,2 - зеркала резонатора; 3 - кювета с ацетоном; 4 - диафрагма в софокусном телескопе; 5 - активная среда; 6 - измерители энергии

Пороговый характер ВРМБ приводит к тому, что исходная для резонатора с зеркалом ОВФ структура поля формируется в резонаторе с обычными зеркалами 1 и 2 и оптически не однородной активной средой. Это ограничивает возможности формирования произвольной структуры излучения, если она не является собственной для обычного резонатора. С этой точки зрения более перспективен жесткий режим генерации лазера с зеркалом ОВФ за счет ВРМБ. При этом отсутствует зеркало 1, а через зеркало 2 вводится излучение от внешнего лазера с интенсивностью, достаточной для возникновения ВРМБ. В таком режиме наблюдался существенный, по сравнению с двухпроходным усилителем, когда отсутствует зеркало 2, выигрыш по энергии (рис.9). Однако воспроизведение структуры затравочного излучения в обоих режимах сохранялось лишь при малых значениях энергии пучка, пада-

ющего на кювету 3. Степень воспроизведения измерялась как отношение энергии, излучаемой в телесный угол затравочного сигнала, к полной выходной энергии. На рис.10 приведена зависимость степени воспроизведения от энергии пучка, падающего на кювету 3. Видно, что с ростом указанной энергии степень воспроизведения падает. Так, при максимальных выходных энергиях (рис.9) в случае генерации в заданный телесный угол излучалось 17%, а в случае двухпроходового усиления – 35% энергии, тем не менее наблюдался выигрыш по абсолютной энергии, излучаемой в указанный телесный угол.



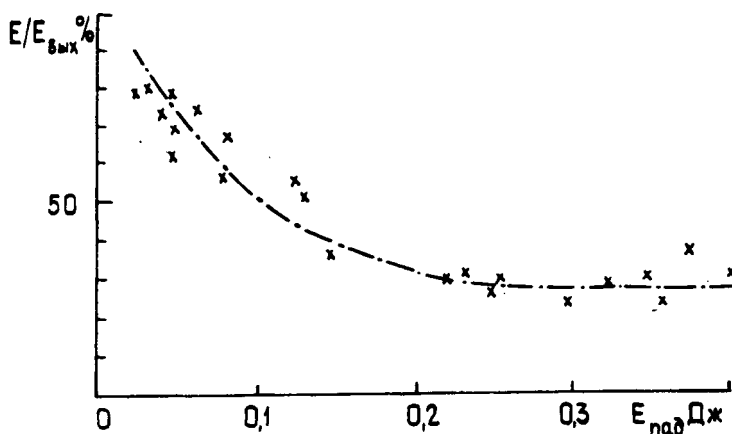
Р и с. 9. Зависимость выходной энергии излучения от энергии затравочного сигнала при фиксированной накачке и наличии фазовой пластины перед кюветой 3 (рис.8):

- * – жесткий режим генерации,
- – двухпроходовое усиление

Снижение степени воспроизведения затравочной структуры обусловлено срывом ОВФ при ВРМБ, когда мощность излучения накачки превышает пороговую в несколько раз [78]. Этот эффект накладывает ограничения на мощность излучения в лазере с зеркалом ОВФ за счет ВРМБ как в мягком, так и в жестком режимах.

Таким образом, если работать в диапазоне энергии, когда наблюдается ОВФ, исследованная схема генератора обладает свойствами, присущими лазеру с зеркалом, обращающим вол-

Пновой фронт. Это позволяет формировать требуемую структуру генерации с минимальными потерями.



Р и с. 10. Зависимость степени воспроизведения затравочного излучения от величины энергии излучения, падающего на рассеивающую среду

Полученные результаты показали, что резонаторы с зеркалом, обращающим волновой фронт, составляют новый класс открытых резонаторов. Наиболее важными их свойствами являются слабая селективность к структуре поля в резонаторе и компенсация оптических неоднородностей среды, заполняющей резонатор. Благодаря этому появляется возможность формировать в лазере с зеркалом ОВФ при минимальных потерях излучение заданной структуры, не являющейся собственной для традиционного резонатора.

Проведенный эксперимент на рубиновом лазере с зеркалом ОВФ за счет ВРМБ подтвердил основные положения теории. Вместе с тем наличие порога у ВРМБ-зеркала и срыв воспроизведения при увеличении мощности накачки ограничивают максимально допустимую мощность излучения лазера.

Авторы благодарны Е.В.Бессонову за помощь при выполнении численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

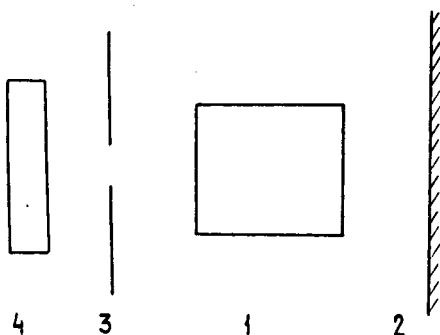
1. Лесник С.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. - Тезисы докладов 1 Всесоюзной конференции "Проблемы управления параметрами лазерного излучения". Ташкент, 1978, с.119.
2. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Сов.радио, 1966.
3. Бётин А.А., Пасманик Г.А. - Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.577.
4. Fox A.G., Tingye Li. - Bell Syst.Tech.J. 1961, 40, N.2, p.453. (Рус. перевод в сб.: Лазеры. М., Иностран. лит-ра, 1963.)
5. Boyd G.D., Gordon J.P. - Bell Syst.Tech.J. 1961, 40, N.2, 489.
(Рус. перевод в сб.: Лазеры. М., Иностран. лит-ра, 1963.)

О ПОЛЯХ В РЕЗОНАТОРЕ ЛАЗЕРА С ЗЕРКАЛОМ, ОБРАЩАЮЩИМ ВОЛНОВОЙ ФРОНТ

И.М.Бельдюгин, Е.М.Земсков

В связи с интенсивным развитием в последнее время методов ОВФ (см., например, обзоры [47, 119] и ссылки там) появилась возможность реализовать резонаторы лазеров с ОВФ зеркалами. О первых экспериментах с лазером, имеющим такого рода резонатор, сообщается в работе [1*].

Схематически лазер с резонатором, содержащим ОВФ-зеркало, представлен на рисунке: 1 – активное вещество лазера; 2 – обыкновенное плоское зеркало; 3 – апертурная диафрагма; 4 – оптическое устройство, содержащее элемент, в котором происходит ВРМБ [7], параметрический трехфотонный [106], вырожденный четырехфотонный [107] или какой-либо другой процесс, приводящий к ОВФ излучения, падающего на апертурную диафрагму 3. Устройство, состоящее из элементов 3, 4, и является ОВФ-зеркалом. При этом отражающая плоскость и поперечные размеры ОВФ-зеркала совпадают с плоскостью и поперечными размерами диафрагмы 3.



Рассмотрим, каким образом ОВФ-зеркало преобразует фазу падающего на него излучения.

Если представить поле волны, распространяющейся вдоль оси резонатора к ОВФ-зеркалу, в виде

$$E_i(\bar{r}_1, z, t) = U_i(\bar{r}_1, z) \exp[i(\omega t - \kappa z)], \quad (1)$$

где U_i — медленно меняющаяся амплитуда поля, ω — частота поля, κ — его волновое число, и считать для простоты, что плоскость ОВФ зеркала имеет координату $z = 0$, то отраженное зеркалом поле, если отражение происходит без изменения частоты, имеет вид

$$E_o(\bar{r}_1, z, t) = C U_i^*(\bar{r}_1, z) \exp[i(\omega t + \kappa z)], \quad (2)$$

где C — комплексная постоянная, зависящая от значения фаз в некоторой точке плоскости $z = 0$ участвующих в процессе ОВФ полей. В частности, для ряда процессов ОВФ постоянная C может иметь вид $C = \frac{U_i(0,0)}{U_i^*(0,0)}$.

Для резонаторов с ОВФ-зеркалом возникает задача нахождения вида полей, их типов колебаний и соответствующих частот и величин потерь. В работе [84] такого рода задача была решена для резонатора, у которого выходное зеркало имеет бесконечные размеры. При этом моды резонатора находились как решения соответствующего нелинейного интегрального уравнения.

В настоящей работе показано, что задачу расчета поля в резонаторе лазера с ОВФ-зеркалом можно свести к задаче нахождения решений линейного интегрального уравнения. Для резонатора с прямоугольными зеркалами, у которого показатель преломления находящейся внутри него среды зависит от координат по закону

$$n(x, y, z) = n_o(z) + n_{1x}(z)x + n_{1y}(z)y + n_{2x}(z)x^2 + n_{2y}(z)y^2, \quad (3)$$

с помощью этого уравнения найден вид распределения полей типов колебаний на зеркалах.

Для определения структуры полей типов колебаний резона-

тора с прямоугольными зеркалами и средой с показателем преломления, изменяющимся по закону (3), достаточно рассмотреть только одномерные интегральные соотношения, так как переменные x, y разделяются [2*]. При этом распределение по координате x амплитуды $U(x)$ поля волны, падающей на ОВФ-зеркало, связано с соответствующим распределением поля $U_1(x')$ на плоском выходном зеркале соотношением

$$U_1(x') = C \int_{-a_1}^{a_1} L(x, x') U^*(x) dx, \quad (4)$$

где

$$L(x, x') = \sqrt{i} D \exp \left\{ -i\pi (F x^2 + 2G x x' + H x'^2 + P x + Q x') \right\}, \quad (5)$$

D, F, G, H, P, Q — вещественные постоянные, однозначно определяемые оптическими свойствами среды резонатора так, что

$$W(x, x') = \frac{2}{\lambda} (F x^2 + 2G x x' + H x'^2 + P x + Q x')$$

есть (с точностью до постоянной) эйконал для полного оптического пути между зеркалами; $a_1 = \tilde{a}_1 / (l\lambda)^{1/2}$, $a_2 = \tilde{a}_2 / (l\lambda)^{1/2}$; $2\tilde{a}_1$ — ширина ОВФ-зеркала; $2\tilde{a}_2$ — ширина выходного зеркала; l — расстояние между зеркалами; λ — длина волны излучения.

Используя (4), для амплитуды поля волны, падающей на ОВФ-зеркало, получаем нелинейное интегральное уравнение:

$$\gamma U(x_2) = C \int_{a_2+\delta}^{a_2+\delta} dx' \int_{-a_1}^{a_1} L(x_1, x') L(x_2, x') U^*(x_1) dx_1 = \hat{\kappa} U^*, \quad (6)$$

где $\delta = \tilde{\delta} / (l\lambda)^{1/2}$; $-\tilde{a}_1 \tilde{\delta}$ — смещение центра входного зеркала от — носительно оптической оси резонатора, которую мы считаем проходящей через центр ОВФ зеркала. Записывая для уравнения (6) его комплексно-сопряженный аналог и действуя на левую и правую части последнего интегральным оператором $\hat{\kappa}$, получим:

$$\tilde{\gamma} U(x_2) = \hat{\kappa} \hat{\kappa}^* U = \hat{\kappa} U = |C|^2 \int_{-a_2+\delta}^{a_2+\delta} dx' \int_{-a_1}^{a_1} dx'' \int_{-a_2+\delta}^{a_2+\delta} dx''' \int_{-a_1}^{a_1} L(x_1, x') L(x'', x') \times$$

$$\times L^*(x'', x''') L^*(x_2, x''') U(x_1) dx_1, \quad \tilde{\gamma} = |\gamma|^2, \quad (7)$$

Где, как нетрудно убедиться, интегральный оператор \hat{K} является вполне непрерывным эрмитовым оператором. Вследствие этого собственные функции интегрального уравнения (7) ортогональны

$$(U_i, U_k) = \int_{-a_1}^{a_1} U_i U_k^* dx = \delta_{ik} \quad (8)$$

и из них можно образовать ортогональный базис на интервале $(-a_1, a_1)$. Здесь любопытно отметить, что интегральное уравнение вида (7) широко используется в теории оптических резонаторов в связи с применением разложения Шмидта к анализу колебаний в них (см., например, [3*]). Если найдены решения уравнения (7), то поля типов колебаний резонатора на выходном зеркале можно найти из выражения (4), а величины

$$\gamma_n \text{ как } \gamma_n = \frac{\int_{-a_2+\delta}^{a_2+\delta} \int_{-a_1}^{a_1} L(x, x') L(0, x') U_n^*(x) dx}{U_n(0)}. \quad (9)$$

Из уравнения (9) следует, что частотный спектр резонатора зависит от вида постоянной \int , т.е. от того, каким образом осуществляется процесс ОВФ излучения.

При $a_2 = \infty$ уравнение (7) приобретает вид

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma} U(x_2) = & \frac{|C|^2 D^4}{2H} \int_{-a_1}^{a_1} \exp \left\{ -i\pi \left[\left(F - \frac{G^2}{2H} \right) (x_1^2 - x_2^2) + \left(\rho - \frac{GQ}{H} \right) (x_1 - x_2) \right] \right\} \times \\ & \times 2H \sin \pi \frac{G^2}{H} (x_1 - x_2) a_1 \left[\pi G^2 (x_1 - x_2) \right]^{-1} U(x_1) dx_1. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнение (10) имеет точные решения:

$$U_n(x) = \exp \left(i\pi \frac{\pi}{4} \right) a_1^{-1/2} \exp \left\{ i\pi \left[\left(F - \frac{G^2}{2H} \right) x^2 + \left(\rho - \frac{GQ}{H} \right) x \right] \right\} \bar{S}_{on} \left(c, \frac{x}{a_1} \right),$$

где $\bar{S}_{on} \left(c, \frac{x}{a_1} \right)$ - нормированные угловые функции вытянутого сфероида [10];

$$c = \frac{\pi G^2}{H} a_1^2. \quad (12)$$

При больших значениях c имеет место:

$$\bar{S}_{0n}(c, \frac{x}{a_1}) \sim \exp \left[-\frac{c}{2} \left(\frac{x}{a_1} \right)^2 \right] H_n \left(c^{1/2} \frac{x}{a_1} \right). \quad (13)$$

Таким образом, при больших значениях c функции $U_n(x)$ представляют собой пучок Гаусса-Эрмита со смещенным относительно оптической оси центром и осью, наклоненной к оптической оси.

При $Q_2 \neq \infty$ уравнение (5) точных решений не имеет.

Чтобы проанализировать, как влияют размеры зеркал резонатора на вид полей типов колебаний в этом случае, мы вместо уравнения (7) рассмотрим уравнение

$$\hat{K}_0 U(x_1) = |C|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dx'' \int_{-\infty}^{\infty} dx''' \left[L(x_1, x') L(x'', x') L^*(x'', x''') L^*(x_2, x''') \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{x_1^2 + x''^2}{a_1^2} - \frac{(x' - \delta)^2 + (x''' - \delta)^2}{a_2^2} \right] U(x_1) dx_1. \quad (14)$$

В уравнении (14) в отличие от (7) полагается, что зеркала имеют бесконечные размеры, но коэффициенты отражения есть

$$\rho(x) = \exp \left(-\frac{x^2}{a_1^2} \right) \quad \text{и} \quad \rho(x) = \exp \left[-\frac{(x - \delta)^2}{a_2^2} \right]$$

для ОВФ и выходного зеркала соответственно. Задачи расчета резонаторов с обыкновенными (т.е. не ОВФ) зеркалами такого вида подробно рассматривались в работах [5*, 6*].

Проводя в уравнении (14) интегрирование по переменным x', x'', x''' , получим:

$$\tilde{\gamma} U(x_2) = \tilde{D} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -i\pi \left(\tilde{F} x_1^2 + 2\tilde{G} x_1 x_2 + \tilde{H} x_2^2 + \tilde{P} x_1 + \tilde{Q} x_2 \right) \right\} U(x_1) dx_1, \quad (15)$$

где

$$\tilde{D} = D^4 |C|^2 \sqrt{\frac{x}{2}} \exp \left\{ -\frac{2\delta^2}{a_2^2} - \frac{Q^2}{a_2^2} + \frac{4\delta Q H}{a_2^2} - \frac{\pi \delta^2}{(\pi a_2^2)^3} + \frac{G^2 (Q + 2\delta H)^2}{2a_2^4 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right] \left(\frac{G}{a_2^2} + \frac{1}{a_1^2} \right)} \right\}$$

$$\times \left(\frac{G^2}{a_2^2} + \frac{1}{a_1^2} \right)^{-1/2} ;$$

$$\tilde{F} = F + \frac{\frac{G^2}{2\pi a_2^2} - G^2 H}{2 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right]} - i\pi \frac{\left(\frac{G^2}{\pi a_2^2} - 2G^2 H \right)^2}{8 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right] \left(\frac{G^2}{a_2^2} + \frac{1}{a_1^2} \right)} ;$$

$$\tilde{H} = F + \frac{\frac{G^2}{2\pi a_2^2} + G^2 H}{2 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right]} - i\pi \frac{\left(\frac{G}{\pi a_2^2} + 2G^2 H \right)^2}{8 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right] \left(\frac{G^2}{a_2^2} + \frac{1}{a_1^2} \right)} ;$$

$$\tilde{G} = i\pi \frac{G^4}{2 \left(\frac{G^2}{a_2^2} + \frac{1}{a_1^2} \right)} ;$$

$$\tilde{P} = P + \frac{\frac{GQ}{\pi a_2^2} + \frac{2\delta GH}{\pi a_2^2} - 2GQH + \frac{\delta G}{(\pi a_2^2)^2}}{2 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right]} - \frac{G^3 \left(-2H + \frac{1}{\pi a_2^2} \right) (Q + 2\delta H)}{2a_2^2 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right] \left(\frac{G^2}{a_2^2} + \frac{1}{a_1^2} \right)}$$

$$\tilde{Q} = P + \frac{\frac{GQ}{\pi a_2^2} + \frac{2\delta GH}{\pi a_2^2} + 2GQH - \frac{\delta G}{(\pi a_2^2)^2}}{2 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right]} - \frac{G^3 \left(2H + \frac{1}{\pi a_2^2} \right) (Q + 2\delta H)}{2a_2^2 \left[H^2 + \left(\frac{1}{2\pi a_2^2} \right)^2 \right] \left(\frac{G^2}{a_2^2} + \frac{1}{a_1^2} \right)}$$

Решение уравнения (15) будем искать методом, аналогичным развиту в работе [7*]. Представим с этой целью функцию

$U(x)$ в виде

$$U(x) = v(x) \exp \left[i\pi (Mx^2 + \tilde{P}x) \right]. \quad (16)$$

Если положить

$$M = \frac{\tilde{F} - \tilde{H}}{2} + \left[\frac{(\tilde{F} + \tilde{H})^2}{4} + 4\tilde{G}^2 \right]^{1/2}, \quad (17)$$

$$A = \frac{\tilde{F} + \tilde{H}}{2} - \left[\frac{(\tilde{F} + \tilde{H})^2}{4} + 4\tilde{G}^2 \right]^{1/2}, \quad (18)$$

$$x = \pi(\tilde{P} + \tilde{Q}), \quad B = 2\tilde{G}, \quad (19)$$

то, подставляя (16) в (15), получим:

$$\tilde{D} \int_{-\infty}^{\infty} v(x_1) \exp \left[-i\pi A \left(x_1 - \frac{B}{A} x_2 \right)^2 + i\pi x_1 x_2 \right] dx_1, \quad (20)$$

Применяя к обеим частям уравнения (20) преобразование Фурье, находим функциональное уравнение:

$$\tilde{D} V(\xi) = (-iA)^{1/2} \frac{\tilde{D}}{B} \exp \left[i \frac{A}{4\pi B^2} (\xi + x)^2 \right] V \left[\frac{A}{B} (\xi + x) \right]. \quad (21)$$

Все аналитические решения уравнения (21) есть

$$V_n(\xi) = \left(\xi + \frac{x}{1-B/A} \right)^n \exp \left[i \frac{A}{4\pi B^2} \left(1 - \frac{A^2}{B^2} \right)^{-1} \left(\xi + \frac{x}{1-B/A} \right)^2 \right]; \quad (22)$$

$$\tilde{D} V_n = (-iA)^{1/2} \frac{\tilde{D}}{B} \left(\frac{A}{B} \right)^n \exp \left[i \frac{A x^2}{4\pi B^2} \left(1 - \frac{A}{B} \right)^{-2} \right], \quad (23)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

Из уравнения (22) с учетом (16) получаем:

$$U_n(x) = (-i2\epsilon)^{-1/2} \exp \left[i\epsilon \left(\frac{A+B}{A-B} \right)^2 x^2 \right] \exp \left[i \left[\pi (Mx^2 + \tilde{P}x) - \frac{x}{1-B/A} x \right] \right] \quad (24)$$

$$x \frac{d^n}{dx^n} \exp \left\{ -i \frac{\left(x - 2\epsilon x \frac{A+B}{A-B} \right)^2}{4\epsilon} \right\}, \quad (24)$$

где $\epsilon = \frac{A}{4\pi B^2} \left(1 - \frac{A^2}{B^2} \right)^{-1}$.

Экспоненту в уравнении (24) можно привести к виду

$$\exp \left[-(\alpha + i\beta)(x - \delta_1)^2 + i\delta_2 x \right], \quad (25)$$

где $\alpha > 0$, β , δ_1 , δ_2 — вещественные величины, и поэтому функции $U_n(x)$ образуют пучок Гаусса-Эрмита с полушириной

$$W = \left(\frac{\ell \lambda}{\alpha} \right)^{1/2}, \quad (26)$$

радиусом кривизны

$$R = \frac{\pi \ell}{\beta}, \quad (27)$$

смещением центра пучка относительно центра ОВФ-зеркала

$$\tilde{\delta}_1 = \delta_1 (\ell \lambda)^{1/2} \quad (28)$$

и углом наклона оси пучка к оси резонатора

$$\theta = \frac{\delta_2}{2\pi} \left(\frac{\lambda}{\ell} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Приведем результаты вычислений по вышеприведенным соотношениям параметров гауссова пучка на выходном зеркале, если вплотную к выходному зеркалу стоят линза с фокусным расстоянием f и сосредоточенный клин, преобразующий падающее на него поле волны по закону:

$$U_0(x) = U_L(x) \exp(i\varphi x). \quad (30)$$

Кроме того, будем полагать, что центр ОВФ-зеркала сдвинут на расстояние δ относительно центра выходного зеркала. При этих условиях постоянные в уравнении (5) есть

$$F=1, G=-1, H=1 - \frac{\rho}{f}, \rho=0, Q = \frac{x(\ell \lambda)^{1/2}}{\pi}. \quad (31)$$

Считая, что $a_1, a_2 \gg 1$, для параметров гауссова пучка на выходном зеркале получаем

$$W = \left(\frac{l\lambda}{\pi} \right)^{1/2} (H^2 + \Delta)^{1/4}; \quad R = \frac{\pi a_1^2 l}{H(H^2 + \Delta)^{1/2}}, \quad \tilde{\delta}_1 = \frac{H(2\pi\tilde{\delta} - \pi l\lambda)}{\pi(H^2 + \Delta)}; \quad (32)$$

$$\theta = \frac{2\pi\tilde{\delta}\lambda - \pi l\lambda^2}{4\pi^2 \tilde{a}_1^2} \left[3(H^2 + \Delta)^{1/2} + (H^2 + \Delta)^{1/2} \right]; \quad \Delta = \frac{a_1^2}{a_2^2}.$$

Из уравнения (32) следует, что оптическая неоднородность типа клина и поперечное смещение одного из зеркал не оказывают влияния на величину полуширины пучка W и радиус кривизны волнового фронта пучка R на выходном зеркале резонатора. В то же время оптическая неоднородность типа линзы может существенным образом влиять на эти параметры пучка. При $\Delta = 0$ выражение (32) для W совпадает с соответствующим выражением работы [84]. Как оптические неоднородности среды (1), так и поперечные смещения зеркал резонатора влияют на положение центра пучка на зеркале и на угол наклона оси пучка к оси резонатора. При этом если угол наклона оси пучка θ пренебрежимо мал при $a_1 \gg 1$, то смещение центра пучка $\tilde{\delta}_1$ вообще не зависит от абсолютного значения a_1 и может составлять заметную величину. Это обстоятельство может оказаться существенным, если за выходным зеркалом резонатора находится линзовая система, так как, например, наличие линзы с фокусным расстоянием f_n приводит к наклону оси пучка к оси системы на угол $\theta = \tilde{\delta}_1 / f_n$.

В заключение обсудим вопрос о возможности перенесения полученных результатов для резонаторов с бесконечными зеркалами, имеющими гауссов закон отражения, на резонаторы с конечными зеркалами и постоянным коэффициентом отражения. В этой связи можно отметить следующее обстоятельство. Для резонаторов, образованных двумя ОВФ-зеркалами, можно найти точные решения как для конечных зеркал, так и для бесконечных зеркал с гауссовым законом отражения. При

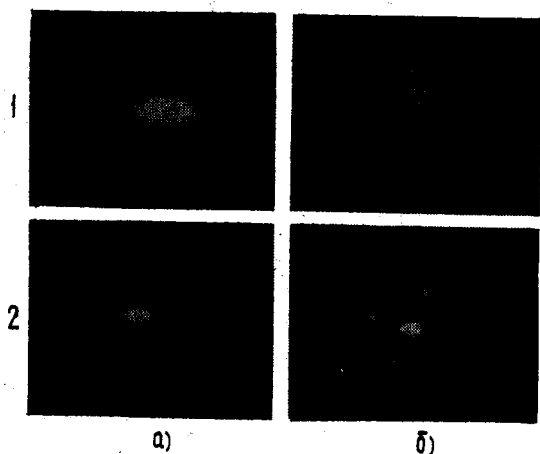
$a_1, a_2 \gg 1$ поля мод для обоих классов зеркал имеют вид пучков Гаусса - Эрмита с одинаковым значением полуширины пучка W . Это дает основание предполагать, что, по-видимому, такого же рода ситуация будет и в рассматриваемом нами случае.

Авторы благодарны В.И.Таланову за обсуждение работы и полезные критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Лесник С.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. – Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Проблемы управления параметрами лазерного излучения". Ташкент, 1978, с.119.
2. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Советское радио, 1966.
3. Штрайфер В., Гамо Х. – В кн.: Квазиоптика. М., Мир, 1966, с.226.
4. Slepian D., Pollack H.O. – Bell Syst.Techn. Journ., 1961, 40, p.43.
5. Вахитов Н.Г. – Рефераты докладов на III Всесоюзном симпозиуме по дифракции волн. Тбилиси, Наука, 1964.
6. Авербах В.С., Власов С.Н., Таланов В.И. – ЖТФ, 1966, 36, вып.3, с.497.
7. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М., Мамян А.Х., Семиногов В.Н. – Квантовая электроника, 1974, 1, №4, с.881.

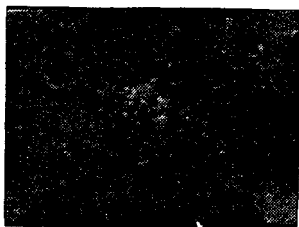
Рисунки к статье В.И.Беспалова, А.А.Бетина, С.Н.Кулагиной, А.З.Матвеева, Г.А.Пасманика, А.А.Шилова "Обращение волнового фронта слабых оптических сигналов".



Р и с.6. Угловое распределение пучка при отражении стоксовой волны: 1 - плоским зеркалом, расположенным в плоскости кюветы 6; 2 - "четырёхфотонным зеркалом"; а - без травленной пластинки в стоксовом пучке; б - с травленной пластинкой



а)



б)

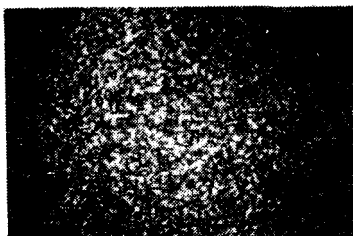
Р и с.7. Угловое распределение отраженного "четырефотонным зеркалом" пучка при внесении травленной пластинки в пучок накачки перед кюветой 6:

а - в случае отражения накачки ВРМБ-зеркалом,

б - помещенным на его место плоским зеркалом



а)

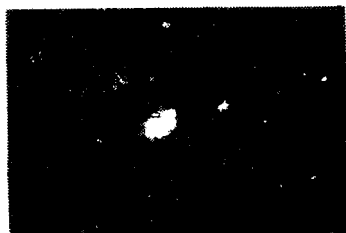


б)

Р и с.8. Типичные распределения интенсивности в пучке накачки, прошедшем через кювету 6 в условиях конвекции (а) и вскипания (б) ацетона во время вспышки



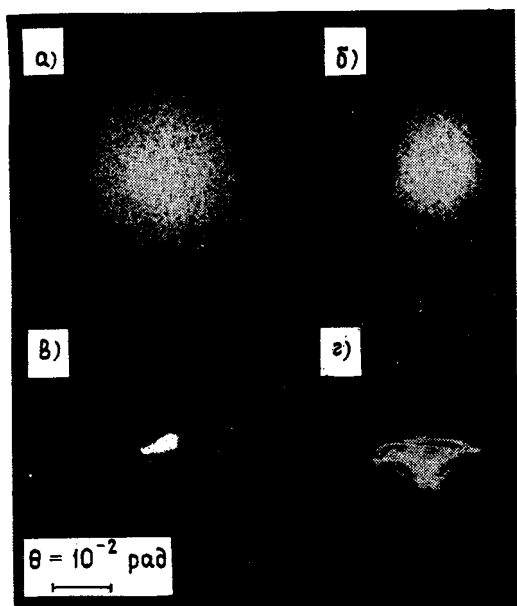
а)



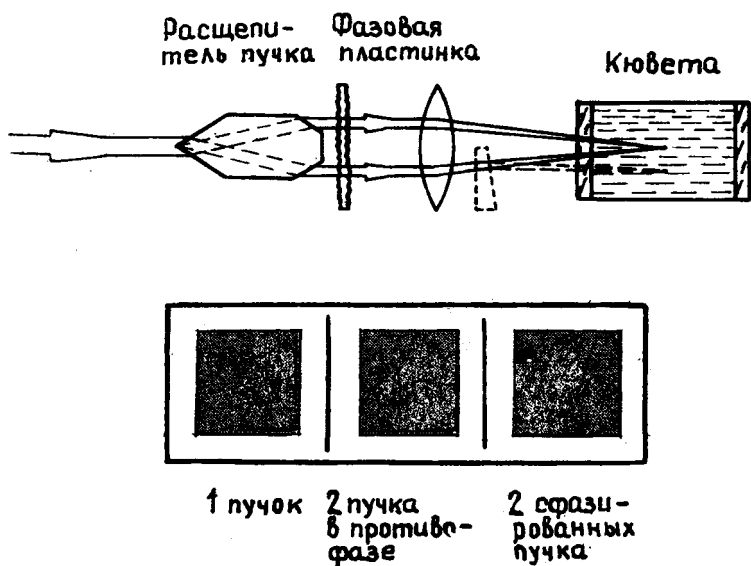
б)

Р и с.9. Характерные распределения углового спектра антистоксова пучка при четырехфотонном взаимодействии в сильно неоднородной среде

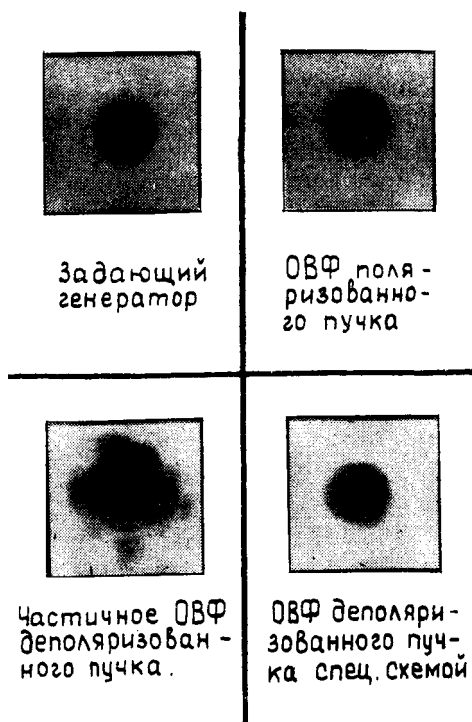
Рисунки к статье И.Г.Зубарева "Обращение волнового фронта излучения в мощных лазерных системах ВРМБ-зеркалом"



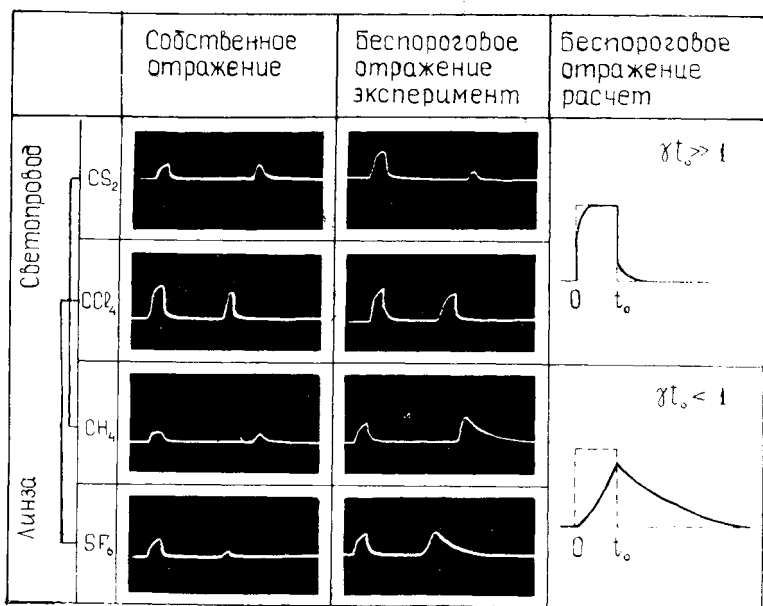
Р и с.2. Угловое распределение одномодового ($\theta \approx 2 \cdot 10^{-4}$ рад) возбуждающего излучения после прохождения некоторых фазоискажающих объектов: а, б - травленные в плавиковой кислоте фотопластинки с разной степенью травления; в - искусственная турбулентность атмосферы; г - рубиновый кристалл



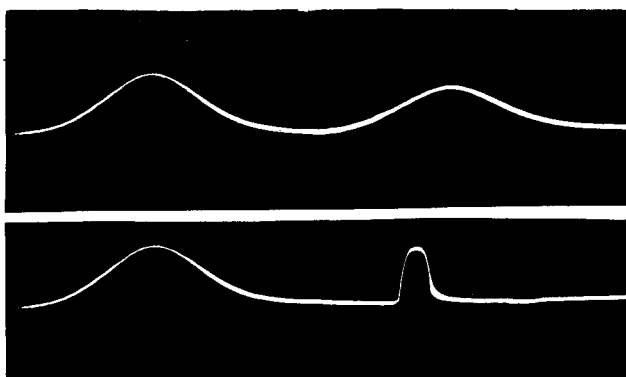
Р и с.4. Схема, имитирующая ОВФ многоканального пучка. Внизу показаны распределения излучений в ближней зоне при различных режимах возбуждения ВРМБ



Р и с.6. Распределение излучений в ближней зоне в плоскости, сопряженной с плоскостью диафрагмы, формирующей световой пучок задающего генератора

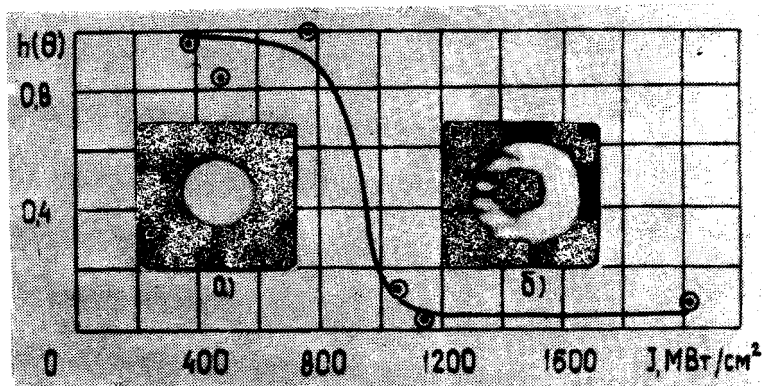


Р и с.11. Осциллограммы падающего и отраженного от ВРМБ зеркала импульсов с ОВФ излучений для различных использованных сред и схем заведения пучков. Справа показаны рассчитанные на основании (12) формы отраженных импульсов

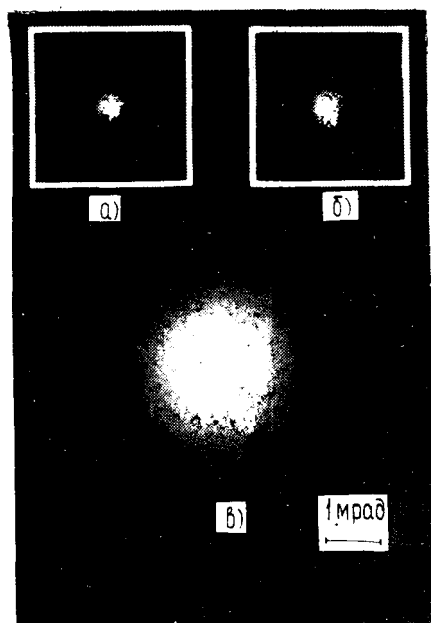


Р и с.12. Осциллограммы импульсов слабой компоненты накачки: первые – падающие, вторые – отраженные в беспороговом режиме от ВРМБ-зеркала. Верхний ряд соответствует сильной компоненте возбуждающего излучения с длительностью 50 нс, нижний ряд – с длительностью 10 нс

Рисунки к статье Ю.В.Долгополова, Ю.Ф.Кириянова, С.Б.Кор-
мера, Г.Г.Кочемасова, С.М.Куликова, В.Д.Николаева, С.А.Су-
харева "Исследование обращения волнового фронта при ВРМБ
и его применение в установках для лазерного термоядерного
синтеза"



Р и с.1. Зависимость степени воспроизведения
от интенсивности накачки в эквива-
лентном фокусе системы ввода: а - распределе-
ние интенсивности стоксова излучения в дальней
зоне при 750 МВт/см^2 ; б - распределение
интенсивности стоксова излучения в дальней зо-
не при 1050 МВт/см^2



Р и с.2. Распределение интенсивности в дальней зоне: **а** - пучка накачки до фазовой пластинки; **б** - стоксова излучения после прохождения через фазовую пластинку; **в** - пучка накачки после фазовой пластинки

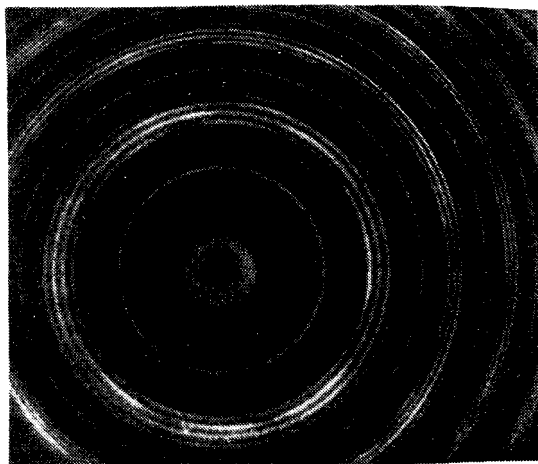
Рисунки к статье А.А.Лещева, П.М.Семенова, В.Г.Сидоровича
"О влиянии мандельштам-бриллюэновского зеркала на параметры лазерного излучения"



а)

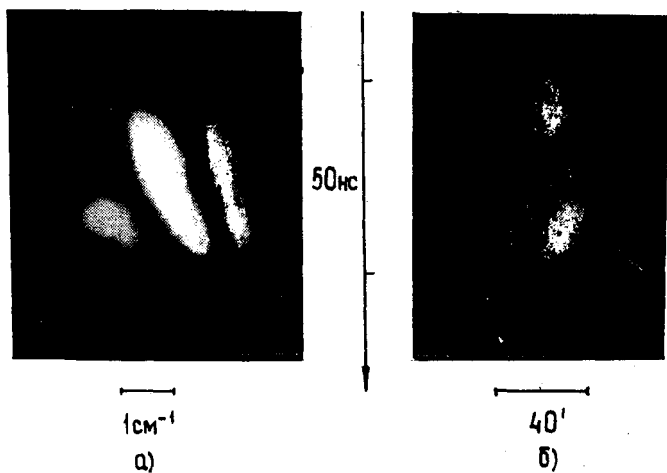
б)

Р и с.2.



Р и с.4.

Рисунок к статье С.А.Лесника, М.Г.Резникова, М.С.Соскина, А.И.Хижняка "Структура излучения в лазере с зеркалом, обращающим волновой фронт"



Р и с.7. Временные развертки: α -спектра излучения, δ -дальней зоны излучения

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ПЕРЕЧЕНЬ

1. Беспалов В.И., Кубарев А.М. Некоторые результаты наблюдения распространения и вынужденного рассеяния интенсивного света в хинолине. Доклад на II Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике (Новосибирск, 1966). - В кн.: Нелинейная оптика. Новосибирск, Наука, Сибирское отделение, 1968, с.247.
2. Сушинский М.М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. М., Наука, 1969.
3. Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И., Сушинский М.М. ВКР и самофокусировка света в жидком азоте. - ЖЭТФ, 1970, 59, № 5, с.1556-1561.
4. Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И., Сушинский М.М. Временное и пространственное сужение импульсов ВКР в жидком азоте. - Краткие сообщения по физике, 1971, № 2, с.32.
5. Степанов Б.И., Ивакин Е.В., Рубанов А.С. О регистрации плоских и объемных динамических голограмм в просветляющих веществах. - ДАН СССР, 1971, 196, № 3, с.567-569.
6. Арбатская А.И., Прохоров К.А., Сушинский М.М. Исследования углового распределения первой стоксовой компоненты ВКР. - ЖЭТФ, 1972, 62, № 3, с.872.
7. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Манделъштама-Бриллюэна. - Письма в ЖЭТФ, 1972, № 3, 15, с.160-164.
8. Зуев В.С., Кузнецова Т.И. О применении нестационарной голографии для улучшения направленности излучения лазера. - Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, № 8, с.466.
9. Носач О.Ю., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. Компенсация искажений в усиливающей среде с помощью "бриллюэновского зеркала". - Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, № 11, с.617-621.

10. Бегин А.А., Пасманик Г.А. О вынужденном рассеянии сфокусированных пучков света. - В кн.: Квантовая электроника (Под. ред. Н.Г.Басова), 1973, № 4, с.60-69.

11. Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф. С. ВРМБ при широком спектре возбуждающего излучения. - Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, № 6, с.350.

12. Ананьев Ю.А. О возможности динамической коррекции волновых фронтов. - Квантовая электроника, 1974, 1, № 7, с.1669.

13. Штырков Е.И., Самарцев В.В. Резонансная динамическая голография и оптическое сверхизлучение. - В кн.: Электромагнитное сверхизлучение. Казань, 1975, с.399-426.

14. Королев Ф.А., Одинцов В.И. Вынужденное рассеяние при возбуждении излучением с широким угловым спектром. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.68.

15. Рагульский В.В. Лазеры на вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. - Труды ФИАН, 1976, 85, с.3.

16. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М., Мандросов В.И. О комплексном сопряжении полей при ВРМБ. - Квантовая электроника, 1976, 3, № 11, с.2467.

17. Сидорович В.Г. К теории "бриллюэновского зеркала". - ЖТФ, 1976, 46, № 10, с.2168.

18. Газенгель Ж., Кудрявцева А.Д., Ривуа Ж., Соколовская А.И. ВКР и самофокусировка света в веществах с разным эффективным сечением комбинационного рассеяния света. - ЖЭТФ, 1976, 71, № 5, с.1748.

19. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Параметрическое преобразование и вынужденное рассеяние некогерентного света. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, № 5-6, с.634-652.

20. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Влияние пространственной интерференции на усиление при вынужденном рассеянии света. - Квантовая электроника, 1977, 4, с.2353.

21. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Мельников Н.А., Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.И., Рагульский В.В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии

сфокусированных световых пучков. - Письма в ЖТФ, 1977, 3, № 5, с.211.

22. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. О воспроизведении волнового фронта при вынужденном комбинационном рассеянии света. - Квантовая электроника, 1977, 4, № 5, с.1090.

23. Зельдович Б.Я., Мельников Н.А., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В. Наблюдение эффекта обращения волнового фронта при вынужденном комбинационном рассеянии света. - Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, № 1, с.41-44.

24. Зельдович Б.Я., Рагульский В.В. О некоторых особенностях вынужденного рассеяния света. - Квантовая электроника, 1977, 4, № 4, с.927.

25. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Экспериментальное исследование порога ВР многомодовых световых пучков и степени воспроизведения накачки в рассеянном излучении. - Изв.вузов Радиофизика, 1977, 20, № 5, с.791.

26. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Об эффектах восстановления при вынужденном рассеянии. - Письма в ЖТФ, 1977, 3, № 5, с.215.

27. Бетин А. А., Пасманик Г. А. О пространственной структуре стоксова излучения при обратном ВРМБ световых пучков. - Квантовая электроника, 1976, 3, № 10, с.2215.

28. Бетин А.А., Пасманик Г.А. О восстановлении изображения по объемному распределению интенсивности предметной волны, зарегистрированному без использования опорного пучка. - В кн.: Микроволновые устройства интегральной голографии, вып.1Х. М., 1977, с.85-88.

29. Сидорович В.Г. Теория преобразования световых полей амплитудными трехмерными голограммами, зарегистрированными в усиливающих средах. - Оптика и спектроскопия, 1977, 42, с.693.

30. Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И. Восстановление волнового фронта световых пучков при вынужденном комбинационном рассеянии света. - ДАН СССР, 1977, 233, № 3, с.356.

31. Соколовская А.И., Бреховских Г.Л., Кудрявцева

А.Д. Экспериментальное изучение особенностей восстановления объемного изображения объекта при вынужденном комбинационном рассеянии света. - ДАН СССР, 1977, 237, № 3, с.557.

32. Бреховских Г.Л., Соколовская А.И. Увеличение изображения объекта, восстановленного с помощью динамических голограмм в нелинейно-рассеивающих средах. - Краткие сообщения по физике, 1977, № 12, с.32.

33. Герасимов В.Б., Герасимова С.А., Орлов В.К. О волновом фронте стоксовых компонент при вынужденном рассеянии Манделъштама-Бриллюэна назад. - Квантовая электроника, 1977, 4, № 4, с.930.

34. Герасимов В.Б., Герасимова С.А., Орлов В.К. О значительном увеличении селективирующих свойств ВРМБ-зеркала при использовании широкополосной накачки. - Квантовая электроника, 1977, 4, № 4, с.932.

35. Орлов В.К., Герасимов В.Б., Герасимова С.А., Земсков Е.М. О возможности увеличения спектральной яркости оптического излучения в комбинационном лазере, использующем широкополосную накачку. - Квантовая электроника, 1977, 4, № 1, с.150.

36. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. О воспроизведении в процессе ВРМБ пространственных распределений амплитуды и фазы пучка накачки. - Квантовая электроника, 1977, 4, № 1, с.115.

37. Захаров С.Д. Новые возможности лазерной оптики. - Природа, 1977, № 12, с.116.

38. Захаров С.Д., Тугов И.И., Явелов Б.Е. Физика наших дней. М., Знание, 1977, с.81.

39. Королев Ф.А., Вохник О.Н., Одинцов В.И. Параметрическое возбуждение стоксовых волн при ВКР с пространственно-неоднородной накачкой. - Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, № 11, с.736.

40. Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. Влияние пространственной и временной некогерентности накачки на усиление стоксова сигнала. - Квантовая электроника, 1977, 4, № 5, с.1155.

41. Арбатская А.Н. Исследование углового распределения вынужденного комбинационного рассеяния света. - Труды ФИАН, 1977, 99, с.3.

42. Зельдович Б.Я., Рагульский В.В. Обращение вол-

нового фронта при вынужденном рассеянии света. - УФН, 1978, 126, № 4, с.683-686.

43. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света в сфокусированном пространственно-неоднородном пучке накачки. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 5, с.973.

44. Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.И., Рагульский В.В. Концентрация света с помощью обращения его волнового фронта. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, № 11, с.619-622.

45. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта в вынужденном рассеянии при пространственно-неоднородном состоянии поляризации накачки. - ЖЭТФ, 1978, 75, № 2, с.428.

46. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. О границах существования эффекта обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии света. - Квантовая электроника, 1978, 5, №1, с.36-43.

47. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта методами нелинейной оптики. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 8, с.1800.

48. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Крашенинников В.Н., Мельников Н.А., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В. Шкунов В.В. Вынужденное рассеяние деполяризованного излучения. - ДАН СССР, 1978, 241, № 6, с.1322-1325.

49. Зельдович Б.Я., Носач О.Ю., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. Обращение волнового фронта света при его вынужденном рассеянии. - Вестник МГУ. Сер. физ., астроном., 1978, № 4, с.137.

50. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. - Материалы X Всесоюзной школы по когерентной оптической голографии. Л., 1978.

51. Пасманик Г.А. Воспроизведение волнового фронта сложных сигналов при обратном вынужденном рассеянии. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, № 9, с.504.

52. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Воспроизведение волны накачки в излучении вынужденного рассеяния. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 21, № 7, с.961-980.

53. Авербах В.С., Бетин А.А., Галонов В.А., Макаров А.И., Пасманик Г.А., Таланов В.И. Эффекты вынужденного

рассеяния и самовоздействия в газах и влияние их на распространение оптического излучения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, №8, с.1077-1106.

54. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Воспроизведение волнового фронта световых пучков при вынужденном рассеянии. - УФН, 1978, 126, № 4, с.688-689.

55. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Вынужденное рассеяние и комбинационное преобразование пространственно-неоднородных световых пучков. - В кн.: Фундаментальные основы оптической памяти и среды. Киев, 1978, вып.9, с.59-71.

56. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Особенности вынужденного рассеяния пространственно-неоднородных пучков. - Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1978, 42, № 12, с.2560-2570.

57. Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И. Восстановление волнового фронта световых пучков при ВКР. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 8, с.1812

58. Соколовская А.И., Бреховских Г.Л. Динамические голограммы при вынужденном рассеянии света. - ДАН СССР, 1978, 243, № 3, с.630-633.

59. Соколовская А.И., Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д., Окладников Н.В. Восстановление волнового фронта и самофокусировка света при вынужденном комбинационном рассеянии. - Краткие сообщения по физике, 1978, № 7, с.27-32.

60. Бреховских Г.Л., Соколовская А.И. Регистрация и восстановление нестационарных голограмм в нелинейных средах при ВКР света. - Материалы X Всесоюзной школы по голографии. Л., 1978, с.81-88.

61. Герасимов В.Б., Орлов В.К. О влиянии эффекта обращения волнового фронта на работу ВРМБ-лазера. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 4, с.906.

62. Герасимов В.Б., Орлов В.К. Воспроизведение волновых фронтов при рассеянии света на акустических волнах и динамическая голография. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 2, с.436.

63. Сидорович В.Г. О воспроизведении спектра накачки при ВКР. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 6, с.1370.

64. Сидорович В.Г. Модовая теория трехмерной голограммы. - УФН, 1978, 126, № 4, с.686-689,

65. Сидорович В.Г. Об условиях малости шумов трехмерных голограмм. - Материалы X Всесоюзной школы по голографии. Л., 1978, с.161-186.

66. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М., Черненький В.И. К теории усиления первой стоксовой компоненты в поле немонахроматической накачки при ВКР. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 6, с.1349.

67. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. О влиянии изменения поля накачки на вид поля усиливаемого сигнала при вынужденном рассеянии. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 9, с.2055-2058

68. Одулов С.Г., Салькова Е.Н., Соскин М.С., Суховерлова Л.Г. Устранение наводимых в усилителях искажений лазерных пучков методами динамической голографии. - УФЖ, 1978, 23, № 4, с.562-567.

69. Кружилин Ю.И. О возможности повышения яркости на выходе усилителя за счет подавления самофокусировки в активной среде. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, №3, с.176.

70. Кружилин Ю.И. Самонастраивающаяся система лазер-мишень для лазерного термоядерного синтеза. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 3, с.625-631.

71. Борисов Б.Н., Кружилин Ю.И., Шклярник С.В. Обращение волнового фронта излучения неодимового лазера с помощью ВРМБ-зеркала. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, № 3, с.160.

72. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И., Смирнов М.Г. Обращение волнового фронта при ВРМБ деполяризованной накачки. - Письма в ЖЭТФ. 1978, 28, № 4, с.215-219.

73. Коптев В.Г., Лазарук А.М., Петрович И.П., Рубанов А.С. Обращение волнового фронта при суперлюминисценции. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, № 7, с.468-471.

74. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. Об обращении волнового фронта в процессе вынужденного рассеяния при двухчастотной накачке. - Квантовая электроника, 1978, 5, № 8, с.1837.

75. Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. Индуцированная решетка, формируемая в рубине интерференцией атомных состояний. - Письма в ЖЭТФ, 1978 27, №12, с.685.

76. Королев Ф.А., Вохник О.М., Одинцов В.И. Усиление первой стоксовой компоненты вынужденного комбинационного рассеяния в поле накачки с широким угловым спектром. — Оптика и спектроскопия, 1978, 45, № 6, с.1144.

77. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И., Смирнов М.Г. Обращение волнового фронта слабых сигналов при беспороговом отражении от бриллюэновского зеркала. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 2, с.394–396.

78. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. Миронов А.Б., Михайлов С.И., Смирнов М.Г. Влияние некоторых параметров излучения на обращение волнового фронта накачки в "бриллюэновском" зеркале. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 4, с.765.

79. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Миронов А.Б., Михайлов С.И., Смирнов М.Г. Получение мощных коротких импульсов с ОВФ при стационарном режиме ВРМБ. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 9, с.2031.

80. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Миронов А.Б., Михайлов С.И., Пасманик Г.А., Смирнов М.Г., Шилов А.А. Инерционность процесса ВРМБ и беспороговое отражение коротких импульсов с обращением волнового фронта. — ЖЭТФ, 1979, 77, № 2, с.526.

81. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А., Шилов А.А. Обращение волнового фронта при комбинационном преобразовании стоксовой волны в поле встречных пучков накачки. — Письма в ЖТФ, 1979, 5, № 4, с.242–246.

82. Беспалов В.И., Бетин А.А., Манишин В.Г., Пасманик Г.А. О структуре стоксовой волны, нарастающей с максимальным инкрементом в поле пространственно-неоднородного пучка накачки. — В кн.: Нелинейные волны. М., Наука, 1979, с.239.

83. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М., Пасманик Г.А. Экспериментальное исследование пространственной структуры первой стоксовой компоненты ВКР. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 5, с.996.

84. Бельдюгин И.М., Галушкин И.М., Земсков Е.М., О свойствах резонаторов с обращающими волновой фронт зеркалами. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 1, с.38–44.

85. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. О вынужденном рассеянии немонохроматического пространственно-неоднородного излучения. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 3, с.587.

86. Бельдюгин И.М., Семиногов В.Н., Земсков Е.М. О возможности обращения волновых фронтов полей средствами нелинейной оптики. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 3, с.638.

87. Кормер С.Б., Куликов С.М., Николаев В.Д., Сенник А.В., Сухарев С.А. Исследование возможности применения ВРМБ для повышения контраста лазерного излучения. - Письма в ЖТФ, 1979, 5, № 4, с.213.

88. Долгополов Ю.В., Комаревский В.А., Кормер С.Б., Кочемасов Г.Г., Куликов С.М., Муругов В.М., Николаев В.Д., Сухарев С.А. Экспериментальное исследование возможностей применения явления обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. - ЖЭТФ, 1979, 76, № 3, с.908-924.

89. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Пространственно-поляризационное обращение волнового фронта при четырехфотонном взаимодействии. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 3, с.629.

90. Рагульский В.В. Обращение волнового фронта слабых пучков при вынужденном рассеянии света. - Письма в ЖТФ, 1979, 5, № 4, с.251-254.

91. Ораевский А.Н. О возможности применения резонансно-возбуждаемых сред для ОВФ. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 1, с.218-224.

92. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. О неточности воспроизведения пространственной структуры пучка в усиливающей среде лазерных схем с обращающим зеркалом. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 4, с.864.

93. Илюхин А.А., Перегудов Г.В., Плоткин М.Е., Рагозин Е.Н., Чирков В.А. Использование эффекта обращения волнового фронта при ВРМБ для фокусировки лазерного излучения на мишень. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, № 6, с.364-368.

94. Шостко С.Н., Подоба Я.Г., Ананьев Ю.А., Волосов В.Д., Горланов А.В. Об одной возможности компенсации оптических неоднородностей в лазерных устройствах. - Письма в ЖТФ, 1979, 5, № 1, с.29.

95. Мак А.А. Проблемы создания лазерных установок для получения высокотемпературной плазмы, - Оптико-механическая промышленность, 1979, № 1, с.5-9.

96. Зельдович Б.Я., Зубарев И.Г., Пасманик Г.А. Сидорович В.Г. По поводу работ В.Б.Герасимова с соавторами, - Квантовая электроника, 1979, 6, № 3, с.592.

97. Герасимов В.Б. Ответ на письмо в редакцию Б.Я. Зельдовича, И.Г.Зубарева, Г.А.Пасманика, В.Г.Сидоровича, - Квантовая электроника, 1979, 6, № 3, с.592.

98. Сидорович В.Г., Шкунов В.В. О "захвате" стоксовой волны накачкой в ВКР усилителе. - ЖТФ, 1979, 49, № 4, с.816-823.

99. Maker P.D., Terhune R.W. Study of Optical Effects Due to an Induced Polarization Third Order in the Electric Field Strength. - Phys.Rev., 1965, 137, A 801.

100. Brewer R.G. Growth of Optical Plane Waves in Stimulated Brillouin Scattering. - Phys. Rev., 1965, 140, A 800.

101. Wiggins T.A., Wick R.V., Rank D.H. Stimulated Effects in N₂ and CH₄ Gases. - Appl. Opt., 1966, 5, p.1069.

102. Rank D.H., Cho C.W., Foltz N.D., Wiggins T.A. Stimulated Thermal Rayleigh Scattering. - Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.828.

103. Woerdmen L.P. - Opt.Comm., 1970, 2, p.212.

104. Woerdmen L.P. Philips Res.Repts., Suppl., 1971, N.7.

105. Yariv A. Three-dimensional pictorial transmission in optical fibers. - Appl.Phys.Lett., 1976, 28, N.2, p.88.

106. Yariv A. On transmission and recovery of three-dimensional image information in optical waveguides. - JOSA, 1976, 66, N.4, p.301.

107. Hellwarth R.W. Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction. - JOSA, 1977, 67, N.1, p.1-3.

108. Bloom D.M., Bjorklund G.C. Conjugate

wave-front generation and image reconstruction by four-wave mixing. - *Appl.Phys.Lett.* , 1977, 31, N.9, p.592.

109. Yariv A., Pepper D.M. Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing. - *Opt.Lett.*, 1977, 1, p.16.

110. Yariv A. Compensation for atmospheric degradation of optical beam transmission by nonlinear optical mixing. - *Opt.Comm.*, 1977, 21, N.1, p.49-50.

111. Heer C.V., McManamon P.F. Wave-front correction with photon echoes. - *Opt. Comm.*, 1977, 23, N.1, p.49.

112. Avizonis P.V., Hopf F.A., Bomberger W.D., Jacobs S.F., Tomita A., Womack K.H. Optical phase conjugation in a lithium formate crystal. - *Appl.Phys.Lett.*, 1977, 31, N.7, p.435-437.

113. Huignard J.D., Herriau J.P., Valentin T. Time average holographic interferometry with photo conductive electrooptic $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals. - *Appl.Opt.*, 1977, 16, p.2796-2798.

114. Liao P.F., Economou N.P., Freedman R.R. Two-Photon Coherent Transient Measurement of Doppler-Free Linewidths with Broadband Excitation. - *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39, p.1473.

115. Jensen S.M., Hellwarth R.W. Observation of the time-reversed replica of a monochromatic optical wave. - *Appl.Phys.Lett.*, 1978, 32, N.3, p.166-168.

116. Hellwarth R.W. Theory of phase conjugation by stimulated scattering in a waveguide. - *JOSA*, 1978, 68, N.8, p.1050-1056.

117. Jensen S.M., Hellwarth R.W. Generation of time-reversed waves by nonlinear refraction in a waveguide. - *Appl.Phys.Lett.*, 1978, 33, N.5, p.404-415; *Appl.Phys.Lett.*, 1979, 34, N.6.

118. Pepper D.M., Fekete D., Yariv A. Observation of amplified phase-conjugate reflection

and optical parametric oscillation by degenerate four-wave mixing in a transparent medium. - Appl.Phys.Lett., 1978, 33, N.1, p.41-44.

119. Yariv A. Phase Conjugate Optics and Real-Time Holography. - IEEE QE-14, 1978, N.9, p.650.

120. Yariv A., Yeung J.Au., Fekete D., Pepper D.M. Image phase compensation and real-time holography by four-wave mixing in optical fibers. - Appl.Phys.Lett., 1978, 32, N.10, p.635-637.

121. 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, 2, N.3, p.58-60.

122. Liao P.F., Bloom D.M., Economou N.P. CW optical wave-front conjugation by saturated absorption in atomic sodium vapor. - Appl.Phys.Lett., 1978, 32, N.12, p.813-815.

123. Bölger B. Parametric wave-front conjugation and reproduction in sodium vapor by evanescent pump fields. - JOSA, 1978, 68, N.11, p.1622.

124. Agrawal G.P. Phase determination by conjugate wave-front generation. - JOSA, 1978, 68, N.8, p.1135-1136.

125. Shiren N.S. Generation of time-reversed optical wave fronts by backward-wave photon echoes. - Appl.Phys.Lett., 1978, 33, N.4, p.299-300.

126. Griffen N.G., Heer C.V. Focusing and phase conjugation of photon echoes in Na vapor. - Appl.Phys.Lett., 1978, 33, N.10, p.865-866.

127. Feldman J. et al. 2% Efficient Phase-Conjugate Reflection in Germanium at 10.6 μ . - JOSA, 1978, 68, N.11, p.1628-1629.

128. Bergmann E.E., Bigio I.T., Feldman B.T., Fisher R.A. High-efficiency pulsed 10.6 μ . phase-conjugate reflection via degenerate four-wave mixing. - Preprint LA-UR 1978,

- p. 1301 - 1305 ; Opt. Lett., 1978, 3, N.3, p.82.
129. Marburger J.H. Optical pulse integration and chirp reversal in degenerate four-wave mixing. - Appl.Phys.Lett., 1978, 32, N.6. p.372-374.
130. Abrams R.L., Lind R.C. Degenerate four-wave mixing in absorbing media. - Opt.Lett.,1978, 2, N.4, p.94.
131. Wang V., Giuliano C.R. Correction of phase aberrations via stimulated Brillouin scattering. - Opt.Lett., 1978, 2, N.1, p.4-6.
132. Wang V. Nonlinear optical phase conjugation for laser systems. - Optical engineering, 1978, 17, N.3, p.267-278.
133. Yariv A. Four-wave nonlinear optical mixing as real time holography. - Opt.Comm., 1978, 25, N.1, p.23-25.
134. Sokolovskaya A.I., Brekhovskikh G.L., Kudryavtseva A.D. Light beams wave-front reconstruction and real volume image reconstruction of the object at the stimulated Raman scattering. - Opt.Comm., 1978, 24, N.1, p.74-76.
135. Kudryavtseva A.D., Sokolovskaya A.I., Gazendel J., Phu Xuan N., Rivoire G. Reconstruction of the laser wave-front by stimulated scattering in the picosecond range. - Opt.Comm., 1978, 26, N.3, p.446.
136. Huighard J.D., Herrian J.D. Real-time coherent object edge reconstruction with Bi₁₂SiO₂₀ crystals. - Appl. Opt. 1978, 17, p.2671-2672.
137. Grishkowsky D., Shiren N.S., Bennet R.J. Generation of time-reversed wave fronts using a resonantly enhanced electronic nonlinearity. - Appl.Phys.Lett., 1978, 33, N.9, p.805-807.
138. Grishkowsky D., Shiren N.S., Bennet R.J. Generation of time-reversed optical wave fronts by backward-wave photon echoes. - Appl.Phys.Lett., 1978, 33, N.4, p.299-300.
139. Lehmborg R.H. Theory of optical ray retracing in laser-plasma backscatter. -

- Phys. Rev. Lett. , 1978, 41, N. 13, p. 863 .
140. Hellwarth R.W., Jensen S.L., Feinberg J. Generation of time-reversed replicas of complex wave fronts by nonlinear refraction and Stimulated Scattering. - JOSA, 1978, 68, N.5, p.689.
141. Shiren N.S., Grishkowsky D., Bennet R.J. Resonantly enhanced generation of time reversed wave fronts in rubidium vapour. - JOSA, 1978, 68, N.5, p.690.
142. Wang V., Jain R.K. Image Reconstruction via Phase-Conjugated Stimulated Brillouin Scattering. - JOSA, 1978, 68, N.11, p.1627.
143. Hsiung Hsu, Large-Signal Theory of Non-linear Conjugate Wave Backscatterings. - JOSA, 1978, 68, N.11, p.1628.
144. Blaschuk V.N., Krasheninnikov V.N., Melnikov N.A., Pilipetsky N.F., Ragulsky V.V., Shkunov V.V., Zeldovich B.Ya. S.B.S. Wave-front reversal for the depolarized light-theory and experiment. - Opt. Comm., 1978, 27, N.1, p.137.
145. Liao P.F., Bloom D.M. - Opt.Lett.,1978, 3, N.1, p.4-6.
146. Pepper D.M. et al. - Opt.Lett., 1978, 3, N.1, p.7-9.
147. Pepper D.M. et al. - Opt.Lett., 1978, 3, N.6, p.212-214.
148. Yariv A, Fekete D., Pepper D.M. Compensation for channel dispersion by nonlinear optical phase conjugation. - Opt.Lett., 1979, 4, N.2, p.52-54.
149. Yeung J., Fekete D., Pepper D.M., Yariv A., Jain R.K. Continuous backward-wave generation by degenerate four-wave mixing in optical fibers. - Opt.Lett., 1979, 4, N.1, p.42-44.
150. Elsi A., Rogovin D. Phase conjugation in nonlinear molecular gases. - Chem.Phys. Lett., 1979, 61, N.2, p.407.
151. Martin G., Hellwarth R.W. Infrared-to-optical image conversion by Bragg refraction from thermally induced index gratings. - Appl.

Phys. Lett., 1979, 34, N. 6, p. 371.

152. Nilsen J., Yariv A. Nearly degenerate four-wave mixing applied to optical filters. - Appl. Opt., 1979, 18, N.2, p.143-144.

153. Normandian R., Stegman G.I. Non-degenerate four-wave mixing in integrated optics. - Opt. Lett., 1979, 4, N.2, p.58.

154. Huigant J.P. - Opt.Lett., 1979, 4, N.1, p.21-23.

155. Hellwarth R.W. Theory of Phase-Conjugation by Four-Wave Mixing in a Waveguide. - IEEE, Journ. of Quant.Electr. 1979, 15, N.2, p.101-109.

156. Marburger J.H., Lam J.H. Nonlinear theory of degenerate four-wave mixing. - Appl.Phys. Lett., 1979, 34, N.6, p.389.

157. Kildal H., Brueck S.R.J. Infrared four-wave sum and difference frequency generation in liquid CO₂-O₂ mixtures. - Appl.Phys.Lett., 1978, 32 (3), N.3, p.173.

158. Ivakin E.V., Lazaruk A.M., Rubanov A.S., Stepanov B.J. Comments on Phase Conjugate Optics and Real - Time Holography. - IEEE Journal of Quantum Electronics, 1979, v.QE-15, N.6, p.523.

159. Yarin A. Author's Reply. - IEEE Journal of Quantum Electronics, 1979, v.QE-15, N.6, p.524.

160. Lind R.C., Steel D.G., Klein M.B., Abrams R.L., Giuliano C.R., Jain R.K. Phase conjugation at 10,6 μ m by resonantly enhanced regenerate four-wave mixing. - Appl.Phys.Lett., 1979, 34, N.7, p.457.

161. Кухтарев Н.В., Одулов С.Г. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в средах с нелокальной нелинейностью. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, вып.1, с.6.

162. Бреховских Г.Л., Соколовская А.И., Окладников Н.В. Восстановление волнового фронта света при ВКР в монокристалле кальцита. - Краткие сообщения по физике, 1979, №1, с.8.

163. Воронин Э.С., Ивахник В.В., Петникова В.М., Соломатин В.С., Шувалов В.В. Компенсация фазовых искажений при трехчастотном параметрическом взаимодействии. - Квантовая электроника, 1979, 6, №6, с.1304.

164. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М., Матвеев А.З., Пасманик Г.А. Когерентное удвоение частоты в неоднородных нелинейных элементах. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, вып.5, с.308.

165. Беспалов В.И., Манишин В.Г., Пасманик Г.А. Нелинейная селекция оптического излучения при его отражении от ВРМБ-зеркала. - ЖЭТФ, 1979, 77, вып.11, с.1772.

166. Островский Ю.И. О механизме восстановления волнового фронта при ВР света. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 5, вып. 13, с.769.

167. Лещев А.А., Сидорович В.Г. Теория преобразования световых волн амплитудно-фазовыми отражательными трехмерными голограммами. - В кн.: Оптическая голография. Под ред. Ю.Н.Денисюка. Л., Наука, 1979, с.42.

168. Лазарук А.М. Обращение волнового фронта в усиливающих динамических голограммах на растворах красителей. - Квантовая электроника, 1979, 6, №8, с.1770.

169. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. О возникновении сопряженных изображений в объемной отражательной голограмме. - Квантовая электроника, 1979, 6, №7, с.1533.

170. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. Исследование пространственных характеристик стоксова излучения при вынужденном рассеянии в режиме насыщения. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 9, с.1960.

171. Воронин Э.С., Ивахник В.В., Петникова В.М., Соломатин В.С., Шувалов В.В. Компенсация фазовых искажений при вырожденном четырехчастотном взаимодействии. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 9, 2009.

172. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. К теории резонаторов с обращающими волновой фронт зеркалами. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 9, с.2036.

173. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М., Клушин В.Н. К задаче обращения волнового фронта с помощью ВРМБ. - Квантовая электроника, 1979, 6, № 9, с.2039.

174. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М., Матвеев А.З., Пасманик Г.А. О новом способе получения высоконаправленных световых пучков с использованием явления обращения волнового фронта. - Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, вып. 8, с. 520.

УДК 535.375

Краткий обзор проблемы. Б е с п а л о в В. И., П а с - м а н и к Г.А. - В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 5

Дан краткий обзор исследований по обращению волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Основное внимание уделено методам обращения, основанным на трех- и четырехфотонных параметрических процессах и на вынужденном рассеянии. Обсуждаются также возможности использования явления обращения волнового фронта для решения ряда прикладных проблем. Лит. 27 назв., ил. 3.

УДК 535.36

Пространственно-поляризационное обращение волнового фронта при четырехфотонном взаимодействии. З е л ь д о - в и ч Б. Я., Ш к у н о в В. В. - В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.23

Теоретически рассмотрена задача обращения волнового фронта деполяризованного света при четырехфотонном взаимодействии для общего случая пространственно-неоднородного и деполяризованного излучения. Рассчитано влияние эффектов самовоздействия сильных опорных волн и их неколлинеарности на процесс в режиме как большого, так и малого коэффициента обращения. Найдены ограничения на параметры пучков, обеспечивающие обращение с требуемым качеством. Указаны возможные способы, позволяющие реализовать полное пространственно-поляризационное обращение. Лит. 5 назв., ил. 7.

УДК 535.36

Обращение волнового фронта слабых оптических сигналов. Б е с п а л о в В.И., Б е т и н А.А., К у л а г и н а С.Н., М а т в е е в А.З., П а с м а н и к Г.А., Ш и л о в А.А. — В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.44.

Экспериментально и теоретически исследован процесс ОВФ слабых сигналов при четырехфотонном взаимодействии, выявлены его основные закономерности, в частности найдены условия, при которых коэффициент преобразования в обращенную волну существенно превышает единицу. Показано также, что при ОВФ с использованием четырехфотонного взаимодействия количество квантов в сигнальной волне должно превышать число степеней свободы устройства обращения, определяемое его частотной полосой и углом видения. В то же время при ОВФ в ВРМБ-зеркале минимальное количество квантов ограничивается числом степеней свободы самого принимаемого сигнала.

Отдельно рассмотрено ОВФ в условиях, когда волна, подлежащая ОВФ, совпадает по частоте с одной из двух волн накачек, сдвинутых между собой на частоту собственных колебаний в среде. Оказывается, что при подобном взаимодействии коэффициент преобразования слабых сигналов может достигать более высоких значений. Лит. 7 назв., ил. 14, табл. 1.

УДК 535.36

О некоторых особенностях рассеяния сигнальной волны на встречных пучках накачки при вырожденном четырехфотонном взаимодействии. В л а с о в С.Н., Т а л а н о в В.И. — В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.85.

Определена матрица рассеяния слабой сигнальной волны, падающей под произвольным углом на слей среды с кубичной нелинейностью при накачке в виде встречных волн разной амплитуды. Показано, что порог безрезонаторной генерации волн, неколлинеарных с накачкой, минимален для некоторого угла падения, причем при одинаковых амплитудах волн накачки он существенно меньше своего асимптотического значения для больших углов падения. Фаза обращенной волны при равных амплитудах волн накачки не зависит от угла падения. Лит. 2 назв. ил. 2.

УДК 535.375

Обращение волнового фронта излучения в мощных лазерных системах ВРМБ-зеркалом. З у б а р е в И.Г. - В кн. : Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.92.

Исследованы особенности работы устройств ОВФ в мощных лазерных системах. Основное внимание уделено исследованию влияния насыщения усилителей, возможностей применения многоканальных схем в системах с обращающими волновой фронт зеркалами, роли деполаризующих элементов и компенсации их воздействия, особенностям ОВФ сигналов с мощностью, меньшей порога ВРМБ в стационарных и нестационарных условиях. Лит. 1 назв., ил. 12.

УДК 535.36.538.3

Исследование обращения волнового фронта при ВРМБ и его применение в установках для лазерного термоядерного синтеза. Д о л г о п о л о в Ю.В., К и р ь я н о в Ю. Ф., К о р м е р С.Б., К о ч е м а с о в Г.Г., К у л и к о в С. М., Н и к о л а е в В.Д., С у х а р е в С.А. - В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.117.

Представлены результаты экспериментальных исследований особенностей ОВФ при ВРМБ в системах для ЛТС на основе йодных лазеров. Измерена степень воспроизведения пространственной структуры пучка накачки и углового спектра при возбуждении ВРМБ йодным лазером, работающим в режиме свободной генерации с энергией излучения 100 Дж. Сравняется экспериментальная зависимость степени воспроизведения от коэффициента отражения ВРМБ-зеркала с теоретической. Проведено численное моделирование ОВФ при ВРМБ в светопроводе в режиме насыщения. Исследованы энергетические и временные характеристики ВРМБ при накачке излучением йодового лазера с энергией 2 Дж и длительностью импульса 5 нс. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения ВРМБ-зеркала от энергии накачки хорошо согласуется с результатами расчетов для нестационарного режима рассеяния. Впервые проведены эксперименты, в которых ВРМБ-зеркало использовано для межкаскадной развязки. Лит. 4 назв., ил. 9, табл. 3.

УДК 535.36

Автокомпенсация оптических неоднородностей активной среды с использованием "обращения" при трехволновом взаимодействии. А н а н ь е в Ю. А., Г о р л а н о в А. В., Г р и ш м а н о в а Н. И., С в е н ц и ц к а я Н. А. — В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 131

Рассматриваются особенности ОВФ при параметрическом трехволновом взаимодействии световых пучков. Исследована работа схемы, состоящей из усилителя и системы обращения, позволяющей преобразовывать входную волну небольшой энергии ($\sim 10^{-4}$ Дж) в существенно более мощную обращенную волну (с энергией до 20 Дж). Лит. 2 назв., ил. 1.

УДК 535.36

О влиянии мандельштам-бриллюэновского зеркала на параметры лазерного излучения. Л е щ е в А. А., С е м е н о в П. М., С и д о р о в и ч В. Г. — В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 135

Экспериментально исследовано влияние мандельштам-бриллюэновского зеркала, помещенного в лазерный резонатор, на пространственные, временные и спектральные параметры излучения. Рассмотрена возможность повышения пространственной и временной когерентности излучения при использовании такого зеркала в качестве заднего отражателя резонатора. Лит. 4 назв., ил. 4.

УДК 535.36

Структура излучения в лазере с зеркалом, обращающим волновой фронт. Л е с н и к С. М., Р е з н и к о в М. Г., С о с к и н М. С., Х и ж н я к А. И. – В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.146.

Исследованы поля в резонаторе лазера с обращающим волновой фронт и ограниченным по апертуре зеркалом. Теоретически показано, что потери в резонаторе, образованном плоским зеркалом и зеркалом ОВФ, ниже, чем в резонаторе с обоими плоскими зеркалами, но больше, чем в конфокальном резонаторе при одинаковых значениях параметра Френеля. Экспериментально продемонстрировано, что при не очень высокой энергии излучения, падающего на ВРМБ-зеркало, оптическому резонатору присущи свойства резонатора с зеркалом ОВФ. Однако при повышении мощности генерации ОВФ в ВРМБ-зеркале срывается. Лит. 3, ил. 10, табл. 1.

УДК 535.375

О полях в резонаторе лазера с зеркалом, обращающим волновой фронт. Б е л ь д ю г и н И. М., З е м с к о в Е. М. – В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.160.

Рассмотрен метод расчета поля в резонаторе, содержащем в качестве одного из зеркал зеркало, обращающее волновой фронт. Получены уравнения для полей типов колебаний на зеркалах. Установлено, что поля типов колебаний резонатора имеют вид пучков Гаусса-Эрмита с параметрами, зависящими от отношения поперечных размеров зеркал. Лит. 7 назв., ил. 1.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
Введение	
В.И.Беспалов, Г.А.Пасманик. Краткий обзор проблемы	5
Методы обращения волнового фронта	
Б.Я.Зельдович, В.В.Шкунов. Пространственно-поляри- зационное обращение волнового фронта при четырехфо- тонном взаимодействии.....	23
В.И.Беспалов, А.А.Бетин, С.Н.Кулагина, А.З.Матвеев, Г.А.Пасманик, А.А.Шилов. Обращение волнового фрон- та слабых оптических сигналов.....	44
С.Н.Власов, В.И.Таланов. О некоторых особенностях рассеяния сигнальной волны на встречных пучках на- качки при вырожденном четырехфотонном взаимодей- ствии.....	85
Лазерные системы с использованием обращения волнового фронта	
И.Г.Зубарев. Обращение волнового фронта излучения в мощных лазерных системах ВРМБ-зеркалом.....	92
Ю.В.Долгополов, Ю.Ф.Кириянов, С.Б.Кормер, Г.Г.Коче- масов, С.М.Куликов, В.Д.Николаев, С.А.Сухарев. Ис- следование обращения волнового фронта при ВРМБ и его применение в установках для лазерного термоядер- ного синтеза.....	117

Ю.А.Ананьев, А.В.Горланов, Н.И.Гришманова, Н.А.Свенцицкая. Автокомпенсация оптических неоднородностей активной среды с использованием ОВФ при трехволновом взаимодействии.....	131
--	-----

Оптические генераторы с зеркалами,
обращающими волновой фронт

А.А.Лещев, П.М.Семенов, В.Г.Сидорович. О влиянии мандельштам-бриллюэновского зеркала на параметры лазерного излучения.....	135
--	-----

С.А.Лесник, М.Г.Резников, М.С.Соскин, А.И.Хижняк. Структура излучения в лазере с зеркалом, обращающим волновой фронт.....	146
---	-----

И.М.Бельдюгин, Е.М.Земсков. О полях в резонаторе лазера с зеркалом, обращающим волновой фронт.....	160
--	-----

Библиографический перечень..	183
------------------------------	-----