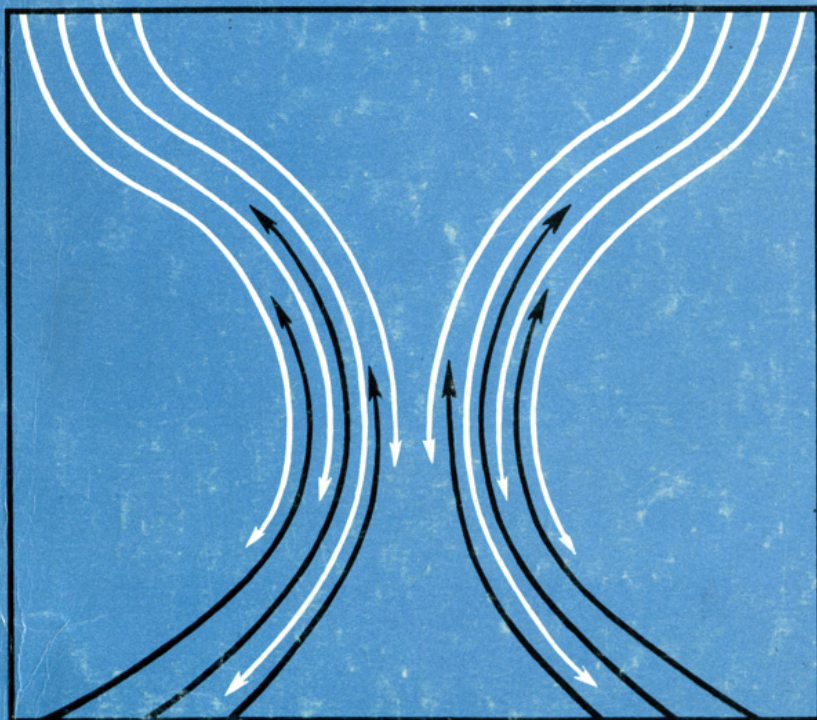


**ОБРАЩЕНИЕ
ВОЛНОВОГО ФРОНТА
ИЗЛУЧЕНИЯ
В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ**



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИЗЛУЧЕНИЯ
В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Сборник научных трудов

Горький - 1982

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

УДК 535.375:535.36:538.3

В сборнике представлены обзорные и оригинальные статьи по проблеме ОВФ излучения в нелинейных средах. Главное внимание уделяется двум методам ОВФ – на основе четырехволнового взаимодействия и на основе вынужденного рассеяния. Приведен библиографический перечень.

Сборник предназначен для специалистов, работающих в области голографии, когерентной, нелинейной и адаптивной оптики и гидроакустики.

Ответственный редактор
профессор В.И.БЕСПАЛОВ

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я

А.А.Бетин, С.Н.Кулагина, Г.А.Пасманик (зам.
отв. редактора), В.И.Таланов, Н.А.Городецкая
(отв. секретарь)

© Институт прикладной физики, АН СССР, 1982 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Три года назад Институтом прикладной физики АН СССР был издан сборник научных трудов "Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах" (Горький, 1979 г.). В этом сборнике наряду с оригинальными работами был приведен краткий обзор состояния проблемы и библиографический перечень. За прошедший после опубликования период интерес к обращению волнового фронта (ОВФ) не только не уменьшился, но и продолжал расти. Так, например, приведенный в сборнике 1979 г. библиографический перечень по ОВФ в нелинейных средах насчитывал 174 названия. К настоящему времени известно свыше 500 статей, посвященных этой проблеме. Появилось новое направление - ОВФ акустического излучения в нелинейных средах. По-прежнему интенсивно проводится исследование ОВФ излучения в оптике, в первую очередь с целью его практического использования, хотя и вопросы физики явления, новых методов ОВФ и их возможностей продолжают интересовать многих исследователей. Проводятся работы по расширению диапазона частот, в котором используется ОВФ. В их числе работы по созданию ОВФ-зеркал для ИК- и ультрафиолетового диапазонов

Цель нового сборника — познакомить специалистов с современным состоянием проблемы ОВФ излучения в нелинейных средах и тенденцией развития основных направлений в этой области. Сборник состоит из вступительной статьи "Современные тенденции в исследованиях ОВФ излучения в нелинейных средах", двух разделов: "ОВФ излучения при четырехволновом взаимодействии" и "ОВФ света при вынужденном рассеянии" и библиографического перечня литературы, относящейся к обсуждаемой проблеме.

В составлении перечня литературы принимали участие: И.А.Батырева, Д.В.Власов, А.И.Дятлов, В.И.Ковалев, С.Н.Кулагина, В.Г.Манишин, А.З.Матвеев, Г.А.Пасманик, П.С.Разенштейн, В.Г.Сидорович, А.И.Хижняк, А.А.Шилов, В.В.Шкунов.

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ОВФ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

В.И.Беспалов, Г.А.Пасманик

Во введении к предыдущему сборнику [1] была кратко изложена история и дан сжатый обзор исследований проблемы ОВФ света в реальном масштабе времени в нелинейных средах*). Проведенные с тех пор исследования позволили в значительной степени расширить имеющиеся представления об ОВФ оптического излучения, привели к существенному продвижению в другие диапазоны длин волн (ультрафиолетовый и инфракрасный), а также к осуществлению ОВФ в акустике.

В настоящее время наиболее существенной для приложения является разработка ОВФ-зеркал с целью решения двух практически важных задач: 1) получение предельной (для данного источника) яркости излучения за счет компенсации фазовых искажений в усилителях в двух и более проходных схемах; 2) осуществление самонаведения излучения источника на предварительно подсвечиваемую мишень малых угловых размеров.

Требования к ОВФ-зеркалам зависят от того, какая именно задача решается с их помощью. Например, при создании двухпроходовой лазерной системы необходимо избегать само-

*) Впервые возможность использования нелинейных сред для осуществления ОВФ в реальном масштабе времени обсуждалась в [2], где была предложена схема формирования обращенной волны, основанная на записи в нелинейном красителе предметной и опорной волнами "решетки" возмущений показателя преломления и одновременном считывании этой же "решетки" с помощью еще одной встречной опорной волны.

возбуждения оптических усилителей. Вследствие этого целесообразно использовать пороговые ОВФ-зеркала, основанные на эффекте самообращения волнового фронта излучения в процессе обратного ВРМБ. Именно с помощью этих зеркал удалось реализовать предельную (или близкую к ней) яркость излучения для некоторых лазерных систем, в том числе неодимового лазера на основе осветителей типа ГОС-1001 [3], частотно-импульсного лазера на гранате [4], осуществить синхронизацию нескольких оптических каналов [5]. В то же время для решения задач самонаведения, например в приложении к проблемам управляемого лазерного термоядерного синтеза, фотолитографии и ряду других, требуются практически беспороговые высокочувствительные ОВФ-зеркала с большим коэффициентом отражения.

Надо сказать, что упомянутые здесь проблемы не исчерпывают возможных приложений методов ОВФ излучения. Сейчас наметились также пути использования этих методов для обработки оптической информации [6], измерения параметров нелинейных сред [7-11] и т.п. Не ставя целью дать обзор современного состояния исследований по ОВФ излучению в реальном масштабе времени, отметим далее лишь некоторые, наиболее характерные тенденции, проявившиеся в последние три года.

Говоря о методах ОВФ, следует сказать, что основное внимание здесь уделялось уточнению условий, необходимых для осуществления ОВФ, исследованию возможностей продвижения в новые диапазоны, поиску перспективных сред с сильной нелинейностью, а также отысканию путей увеличения коэффициента отражения, чувствительности и точности ОВФ-зеркал.

Уточнение условий ОВФ проводилось, главным образом, для процессов ВР света на гиперзвуке. Прямые измерения инкремента обращенной волны в светопроводе подтвердили, что в случае многомодовой волны накачки он примерно в два раза выше инкремента некоррелированных волн [12,13]. Но если волна накачки состоит из небольшого числа плоских компонент, то ситуация может измениться. В частности, эксперименты с двумя плоскими волнами показали, что в этом случае воспроизводится (с комплексным сопряжением) только "срез" пучка накачки плоскостью, проходящей через волновые вектора. Однако в перпендикулярном направлении подобное воспроизведение отсутствует. Если же волна накачки состоит из четырех плоских волн, то за исключением не-

которых частных случаев здесь, вообще говоря может происходить ОВФ, однако инкремент стоксовой волны, как правило, более чем вдвое превышает соответствующее значение, рассчитанное по усредненному профилю интенсивности накачки [14,15]. Теоретический расчет позволил уточнить оценки так называемых "спекловых" шумов — шумов, связанных с рассеянием обращенной волны на профиле локального инкремента. Оказалось, что в нестационарном режиме ВРМБ относительная доля этих шумов в $\sqrt{2}$ раз больше, чем в стационарном случае [16]. Кроме этого, теоретически было показано, что по мере увеличения длины взаимодействия расширяется область "когерентизации" (сфазированности) обращенной волны [17].

Возможность осуществления ОВФ за счет ВРМБ существенно зависит от вида временной модуляции лазерного излучения. Влияние этой модуляции может проявляться двояко. При ВРМБ сфокусированных пучков со стабильной во времени поверхностью волнового фронта и длительностью импульса τ , меньшей времени релаксации гиперзвука τ_p , точность ОВФ, характеризуемая долей обращенной волны во всем отраженном от ВРМБ-зеркала излучении, падает по сравнению со стационарным случаем, причем это падение тем сильнее, чем больше превышение расходимости пучка θ над дифракционной θ_d [18]. Однако при $\tau \sim (1-2)\tau_p$ и $\theta/\theta_d < 30-40$ точность ОВФ сохраняется относительно высокой и в газах ее значение достигает $\sim 60-70\%$ [19].

Интересно отметить, что для газов баланс энергий при ВРМБ, т.е. равенство энергии падающего импульса сумме энергий прошедшего и отраженного импульсов, выполняется с достаточно хорошей точностью. В то же время для жидкостей типа ацетон, четыреххлористый углерод (для $\lambda = 1,06$ мкм) условие баланса энергий нарушается, что связано, по-видимому, с конкурирующим влиянием в этих жидкостях других нелинейных процессов [20].

Если временная модуляция такова, что излучение некогерентно, т.е. поверхность его волнового фронта нестабильна, то проявляется своеобразное свойство нелинейной селекции ВРМБ-зеркала [21]. Оно заключается в том, что ВРМБ-зеркало отражает с ОВФ лишь ту составляющую лазерного излучения, поверхность волнового фронта которой стабильна на интервале времени релаксации, в то же время часть лазерного излучения с быстро деформирующейся (в масштабе τ_p) поверхностью волнового фронта может вообще не отразиться

в обратном направлении. Исследования по ВРМБ двух пучков накачки с разными мощностями и разными частотами показали, что коэффициент отражения слабого пучка с ортогональной (по отношению к мощному) поперечной структурой резко падает при отстройке его частоты от частоты мощного пучка [22]*). Если же поперечные структуры обоих пучков одинаковые, то их коэффициенты отражения также совпадают, по крайней мере до тех пор, пока не сказывается спектральная селективность гиперзвуковой голограммы [19], что согласуется с известными представлениями о ВР широкополосного пространственно-когерентного излучения [24].

Измерения порога и инкремента ВРМБ при волне накачки, состоящей из трех-четырех пространственно-когерентных мод, показали, что для сред с большими временами релаксации ($\tau_p \gg \Delta\omega_0^{-1}$, $\Delta\omega_0$ -ширина спектра волны накачки) некогерентность уменьшает инкремент и увеличивает порог ВР [25]. Если же $\tau_p \ll \Delta\omega_0^{-1}$, то происходит ОВФ некогерентного излучения [26]. Было найдено, что границу существования ОВФ для некогерентного излучения можно оценивать из соотношения $\Delta\omega_0 \tau_p \approx 1/2$ [27,28]. Было также показано, что помещение ВРМБ-зеркала с большим временем релаксации в резонатор лазера улучшает пространственную когерентность генерируемого им излучения [29].

Расширение диапазона длин волн, где возможно наблюдение ОВФ, происходило как за счет использования ВРМБ, так и четырехволновых методов смешения. ОВФ в ультрафиолетовом диапазоне осуществлялось главным образом с помощью ВРМБ [30-32]. Существенными в этом плане являются исследования по использованию ВРМБ для улучшения направленности излучения эксимерных лазеров [32]. С другой стороны, ОВФ в среднем инфракрасном диапазоне основывалось на схемах с вырожденным четырехволновым взаимодействием. Наиболее широко велись исследования ОВФ излучения CO_2 -лазера. Максимальные коэффициенты отражения ($R \approx 8$) были достигнуты в Ge (при $\tau \approx 1,5$ нс, $I_0 \approx 10^8$ Вт/см²) [33]. Наименьшие интенсивности накачек ($I_0 \approx 1$ Вт/см²) получены в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в непрерывном режиме (об ОВФ излучения CO_2 -лазера в непрерывном режиме см. также [35-37]) при коэффициенте отражения R в несколько процентов [34].

*) В более ранних экспериментах [23] изменялась не частота, а осуществлялся сдвиг широкополосного импульса слабой накачки во времени.

Относительно небольшие интенсивности накачек здесь были реализованы за счет подбора степени замещения T с целью достижения резонанса $\hbar\omega \approx E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны. В SrF_6 был получен коэффициент отражения $R = 2$ при $\tau = 100$ нс [38]. В этой работе оба встречных пучка накачки заводились независимо в кювету с противоположных сторон, а не формировались посредством отражения одного из пучков плоским зеркалом.

Надо сказать, что дальнейшее развитие методов ОВФ излучения с $\lambda = 10,6$ мкм сдерживается тем, что в этом диапазоне не разработана практически удобная методика осуществления ВРМБ, хотя в последнее время были два сообщения о наблюдении этого эффекта [39,40].

Интересными являются исследования возможностей реализации ОВФ в акустике [41–44]. Один из наиболее простых способов ОВФ звука заключается в использовании в качестве динамической голограммы границы раздела двух сред [41, 42]. Наибольшие коэффициенты отражения акустических волн с ОВФ удается реализовать в условиях, когда параметры нелинейной среды промодулированы во времени с удвоенной частотой звука. Например, в работе [43] показано, что с помощью кристаллов $LiNbO_3$, на которые накладывается переменное электрическое поле, могут быть достигнуты очень большие коэффициенты отражения в обращенную волну $R = 4 \cdot 10^6$.

Поиск перспективных сред с сильной нелинейностью важен для понижения интенсивностей волн, участвующих в процессах нелинейного взаимодействия. В этой связи прежде всего следует указать на среды с большим временем релаксации возмущений показателя преломления. Наиболее широко исследуются возможности использования этих сред для схем ОВФ на основе четырехволнового взаимодействия. В таких схемах разумеется, частота подвергающейся обращению сигнальной волны должна совпадать с частотой интерферирующей с ней волны накачки (или отличаться от указанной частоты на очень малую величину). В указанных условиях было осуществлено ОВФ в жидких кристаллах ($I_0 \sim 10^{-2}$ Вт/см²) [45–48], в ниобате лития ($I_0 \sim 10^{-1}$ Вт/см²) [49]. Однако коэффициенты отражения сигнальной волны с преобразованием ее в обращенную волну в этих экспериментах не были большими ($R < 1$). При сравнительно небольших интенсивностях накачек реализуется ОВФ поверхностью. Здесь при интенсивности $I_0 \sim 0,2$ Вт·см⁻² получен коэффициент

отражения $R = 4 \cdot 10^{-3}$ [50]. Достоинство этого метода - не критичность к длине волны используемого излучения

Другая возможность понижения интенсивностей накачек - использование резонансных сред. Для таких сред времена релаксации меньше, чем, например, в жидких кристаллах. Наиболее низкие интенсивности накачек получены в парах щелочных металлов ($I_0 \sim 0,1-1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$) [51]. В парах натрия за счет вырожденного четырехволнового взаимодействия осуществлено ОВФ в непрерывном режиме с коэффициентом отражения порядка и даже больше единицы [52]. Мощность накачки составляла при этом величину порядка 1 Вт. Хотя после сообщения [53] о получении в парах натрия коэффициента отражения $R = 10^2$ прошло уже несколько лет, больших значений R в схемах с вырожденным четырехволновым взаимодействием достигнуто не было. Для ОВФ излучения в полупроводниках с $\hbar\omega \approx E_g$ требуются, вообще говоря, интенсивности накачек большие, чем в случае использования паров натрия [54,55]. Однако времена релаксации решеток показателя преломления здесь, как правило, меньше.

Отметим также исследования по обращению волнового фронта в красителях [56, 57]. Здесь достигнуты значения $R = 6$ при $\tau \sim 10^{-8}$ с. Можно указать также на исследования ОВФ в твердых телах (например, в условиях, когда "резонансные" молекулы ReO_4 вкраплены в матрицу кристалла KCl), где получено $R \approx 6$ [58]. Заметим, наконец, что интенсивности накачек, необходимых для осуществления ОВФ, могут быть понижены за счет использования резонаторов [59].

Для решения задачи самонаведения лазерного излучения необходима, как уже указывалось, разработка высокочувствительных схем ОВФ с большим коэффициентом отражения. Использование для этой цели вырожденного четырехволнового взаимодействия волн в кубичной среде затруднено. Это связано с тем, что подобное взаимодействие сопровождается развитием неустойчивостей, источником которых служат шумы на частоте накачек. Кроме этого, при вырожденном взаимодействии возможна паразитная генерация излучения между ОВФ-зеркалом и расположенным перед ним усилителем. Еще один недостаток вырожденных схем заключается в том, что в условиях, когда есть интерференция встречных накачек записывается "лишняя" решетка, отражение от которой сигнальной волны ухудшает точность ОВФ.

Указанные факторы не играют роли в схемах ОВФ, основанных на взаимодействии разночастотных световых волн.

Разработка и исследование таких схем привели к созданию четырехволновых обращающих зеркал на гиперзвуке [60–63]. С помощью этих зеркал достигнуты в неустойчивом режиме рекордные значения коэффициента отражения $R = 7 \cdot 10^5$ и чувствительности (по энергии) $W = 10^{-8}$ Дж для сигнальных импульсов наносекундного диапазона [62]. Точность ОВФ в четырехволновых гиперзвуковых зеркалах составляет $\sim 70\%$ [63]. Зеркала, использующие взаимодействие разночастотных волн, позволяют также принципиально компенсировать угловые ошибки из-за движения объекта [64].

Хотя наибольшее внимание при исследовании ОВФ уделялось анализу поперечной структуры обращенной волны, тем, не менее было замечено, что при некоторых условиях происходит сильная модуляция импульса обращенной волны во времени, резкий рост его интенсивности, связанный с абсолютной неустойчивостью схем ОВФ, а также наблюдается характерное для подобных схем явление гистерезиса [63, 65–67].

Наряду с изучением методов ОВФ в последние годы проводились также исследования возможностей их использования для решения ряда научных и прикладных задач. Одна из них – разработка и оптимизация оптических схем с целью увеличения спектральной яркости излучения. В работе [3] на основе ВРМБ-зеркала была найдена и обоснована схема, позволявшая на одноканальной установке достичь яркости $dI/d\Omega \sim 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см²·с. ВРМБ-зеркала в сочетании с поляризационными развязками позволяют реализовать четырехпроходные оптические схемы, что увеличивает КПД лазера при сохранении дифракционной направленности его излучения [68].

Одной из серьезных проблем, усложняющих работу с ВРМБ-зеркалами, является то, что процесс ОВФ сопровождается возбуждением шумовой (“спекловой”) пространственно-неоднородной составляющей рассеянного излучения. Наиболее простой способ избавления от этой составляющей заключается в использовании пространственных фильтров, пропускающих на прямом проходе маломодовое излучение, которое необходимо обратить, но фильтрующих на обратном проходе необращенную сильнорасходящуюся составляющую. Однако использование этих фильтров заметно увеличивает размеры оптических установок, что не всегда удобно.

Интересны попытки компенсации оптических неоднородностей в жидкостных неодимовых усилителях. Было выяснено, что одной из причин, мешающих широкому использованию подобных схем, является ВРМБ в среде усилителя [69].

На основе ОВФ при ВРМБ была осуществлена синхронизация девятиканальной оптической схемы [5], что открывает практические удобные пути фазировки многоканальных лазерных систем.

Другая практически важная задача заключается в использовании ОВФ для самонаведения излучения на мишени с компенсацией фазовых искажений на трассе распространения луча. Такое самонаведение можно получить как за счет предварительной подсветки мишени и последующего ОВФ рассеянного ею излучения, так и адаптивной (самоподстраивающейся под трассу) генерации излучения между источником и мишенью [70,71]. (В последнем случае роль источника излучения играет ОВФ-зеркало с достаточно большим коэффициентом отражения.) Подобная адаптивная генерация была реализована с помощью ОВФ-зеркал, работающих по схеме четырехволнового взаимодействия [52,72-74]. Структура поперечных мод в образованном при этом резонаторе была рассчитана в [1, 75, 76] (см. также [77]).

При распространении излучения через линейную среду с обратным рассеянием или нелинейную кубичную среду наличие ОВФ-зеркала в общем случае не обеспечивает компенсации фазовых искажений в волне при ее обратном проходе через ту же среду. Однако если коэффициент отражения ОВФ-зеркала с достаточно хорошей точностью совпадает с единицей, то свойство компенсации может сохраниться и в указанных условиях [78,79].

Еще одно применение ОВФ-зеркал заключается в их использовании для измерения параметров нелинейных сред, обработки оптической информации, управления параметрами излучения и т.д. В частности, с помощью четырехволновых ОВФ-зеркал удалось установить характерные времена релаксации нелинейных решеток, что важно для выяснения физического механизма взаимодействия волн [8]. В схеме с двухлучевым интерферометром Майкельсона с ОВФ-зеркалом на ВРМБ были измерены частотные сдвиги, а также времена релаксации гиперзвука в ряде сред [7,9-11]. В [6], используя принцип ОВФ, были апробированы некоторые простые схемы обработки оптической информации в реальном масштабе времени; в [80] — предложены методы умножения фазы оптического сигнала без использования опорной волны.

Можно отметить также исследования по использованию ОВФ для управления поперечной модуляцией лазерных пучков [81], поворота обращенной волны [82]. С использованием

двух пар ортогонально-поляризованных пучков накачки удалось осуществить четырехволновое ОВФ деполаризованного излучения в изотропной среде и на этой основе разработать методику управления поляризацией обращенной волны [83] (об ОВФ деполаризованного излучения в анизотропных средах см. [84]).

Таким образом, выполненные к настоящему времени исследования указывают на весьма интересные перспективы использования методов ОВФ в различных областях физики.

Авторы благодарят П.С.Разенштейна за помощь в подборе цитируемой литературы.

Л и т е р а т у р а

1. Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах: Сб. научных трудов / Под ред. В.И.Беспалова. - Горький: ИПФ АН СССР, 1979, 206с.
2. Kogelnik H.W. - Patent N3,449,577(USA), filed 23.10.1965 - 19p.
3. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. - Квантовая электроника, 1980, т.7, №2, с.372-377.
4. Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. - Квантовая электроника, 1980, т.7, №9, с.2035-2037.
5. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. - Квантовая электроника, 1981, т.8, №10, с.2151.
6. Одулов С.Г., Соскин М.С. - ДАН СССР, 1980, т.252 №2, с.336.
7. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. - ЖЭТФ, 1980, т.79, №5 (11), с.1678.
8. Ерохин А.И., Морачевский Н.В., Файзуллоев Ф.С. - Abstracts of 4th Intern. Conf. on Lasers and their Applications. Leipzig, GDR, 1981, p.KP118.
9. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №11, с.685.
10. Васильев М.В., Гуламирян А.Л., Мамаев А.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №11, с.673.
11. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А., Шилов А.А. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №11, с.668.
12. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов О.В. и др. - Квант. электроника, 1981, т.8, №4, с.891.
13. Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.И., Рагульский В.В. - ДАН СССР, 1981, т.257, №5, с.1116.

14. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И. - Квант. электроника, 1982, т.9, №3, с.632-634.
15. Власов Д.В., Гараев Р.А., Сидорович В.Г. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.8, №9, с.532.
16. Зельдович Б.Я., Яковлева Т.В. - Квант. электроника, 1980, т.7, №10, с.2243.
17. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. - Квант. электроника, 1980, т.7, №2, с.299.
18. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Яшин В.Е. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.7, №1, с.5761.
19. Васильев М.В., Семенов П.М., Сидорович В.Г. - Оптика и спектроскопия, 1981, т.50, №6, с.1021.
20. Васильев М.В., Сидорович В.Г., Шляпошникова Н.С. - Оптика и спектроскопия, 1982, т.52, №11, с.2005.
21. Беспалов В.И., Манишин В.Г., Пасманик Г.А. - ЖЭТФ, 1979, т.77, №11, с.1772.
22. Гюламирян А.Л., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. - Оптика и спектроскопия, 1981, т.51, №2, с.204.
23. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. - ЖЭТФ, 1979, т.77, №2, с.526.
24. Грасюк А.З., Зубарев И.Г., Суязов Н.В. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, №4, с.237.
25. Васильев М.В., Гюламирян А.Л., Рагульский В.В. и др. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №18, с.1146.
26. Бубис Е.Л., Васильев М.В., Лешев А.А. и др. - Оптика и спектроскопия, 1982, т.52, №10.
27. Сидорович В.Г. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.542.
28. Сидорович В.Г. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №10, с.608.
29. Васильев М.В., Лешев А.А., Семенов П.М., Сидорович В.Г. - ЖТФ, 1982, т.52, №2, с.318.
30. Белоусов В.Н., Низиенко Ю.К., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В. - ДАН СССР, 1981, т.261, №1, с.71
31. Slatkin M., Bigio I.J., Feldman B.J., Fisher R.A. - Opt. Lett., 1982, v.7, N3, p.108.
32. Gower M.C., Caro R.G. - Opt. Lett., 1982, v.7, N4, p.162.
33. Watkins D.E., Phipps C.R., Jr., Thomas S.J. - Opt. Lett., 1981, v.6, N2, p.76-78.
34. Khan M.A., Bennet R.L., and Kruze P.W. - Opt. Lett., 1981, v.6, N11, p.560.

35. Бергер Н.К., Новохатский В.В., - В кн.: Лазерные пучки Сб. научн. трудов. Хабаровск: ХПИ, 1981, с.39.
36. Steel D.G., Lind R.C., Lam J.F. and G.J. - Dunning IEEE J. of Quant. Elect., 1981, v. QE-17, N12, p.180
37. Jain R.K. and Steel D.G. - IEEE J. of Quant. Elect., 1981, v. QE-17, N12, p.182.
38. Горячкин Д.А., Иртуганов В.М., Калинин В.П. и др. - Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1982, т.46, №8.
39. Handre J., Rizvi S.A.H., Kronast B. - Appl. Phys., 1981, v.25, N2, p.103-113.
40. Herbst M.J., Clayton C.R., Chen F.F. - Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, N21, p.1591.
41. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №6, с.325.
42. Андреева Н.П., Бункин Ф.В., Власов В.Д., Каршиев К. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №2, с.104.
43. Брысев А.П., Бункин Ф.В., Власов Д.В., Казаров Ю.Е. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.546.
44. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Заболотская Е.А., Кравцов Ю.А. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №9, с.560.
45. Одулов С.Г., Резников Ю.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. - ДАН СССР, 1982, т.263, №3, с.598.
46. Табирян Н.В., Чилингарян Ю.С. - ЖТФ, 1982, т.52, №4, с.769.
47. Ye P., Shen Y.R. - Appl. Phys., 1981, v.25, N1, p.49.
48. Khoo I.C., Posstiff R., Zuang S.L. - IEEE J. Quant. Electron., 1981, v.12, N12, p.38.
49. Кухтарев Н.В., Одулов С.Г. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №19, с.1176.
50. Голубцов А.А., Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. - Квантовая электроника, 1981, т.8, №3, с.663.
51. Liao P.F., Bloom D.M., Economou N.P. - Appl. Phys. Lett., 1978, v.32, N12, p.813.
52. Lind R.C., Steel D.G. - Opt. Lett., 1981, v.6, N11, p.554.
53. Bloom D.M., Liao P.F., Economou N.P. - Opt. Lett., 1978, v.3, N2, p.58.
54. Jain B.K., Klein M.R., Lind R.C. - Opt. Lett., 1979, v.4, N10, p.328.
55. Вайткус Ю.Ю., Гаубас Э.П., Ивагин Е.В. и др. - Тезисы докл. на III Всесоюзн. конф. "Оптика лазеров". Л: ГОИ, 1982, с.282

56. Moses E.J., Wu F.Y. - Opt. Lett., 1980, v.5, N2, p.64.
57. Caro R.G., Gower M.C. - Appl. Phys. Lett., 1981, v.39, N11, p.855.
58. Watkins D.E., Figueira J.F. - Opt. Lett., 1980, v.5, N4, p.169.
59. Петникова В.М., Соломатин В.С., Харченко М.А., Шувалов В.В. - Тезисы докл. на III Всесоюзн. конф. "Оптика лазеров". Л.: ГОИ, 1982, с.280.
60. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А., Шилов А.А. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, №4, с.242.
61. Беспалов В.И., Бетин А.А., Дятлов А.И. и др. - ЖЭТФ 1980, т.79, №2, с.378.
62. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №11, с.639.
63. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др. - Тезисы докл. на III Всесоюзн. конф. "Оптика лазеров". Л.: ГОИ, 1982, с.281.
64. Денисюк Ю.Н. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №11, с.641
65. Кухтарев Н.В., Старков В.Н. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №11, с.692.
66. Борш А.А., Бродин М.С., Волков В.И., Кухтарев Н.В. - Квант. электроника, 1981, т.8, №6, с.1304.
67. Agraval G.P., Flytzaris C. - J. of Quant. Elect., 1981, v.QE-17, N3, p.374.
68. Андреев Н.Ф., Пасманик Г.А., Пашинин П.П. и др. - Квант. электроника, 1982, т.9, №11.
69. Ананьев Ю.А., Гришманова Н.М., Свеницкая Н.А., Соловьев В.Д. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №1, с.19.
70. Манишин В.Г., Пасманик Г.А. - Изв. вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №8, с.986.
71. Резников М.И., Хижняк А.И. - Квант. электроника, 1980, т.7, №5, с.1105.
72. An Yeung J., Fekete D., Pepper D.M., Yariv A. - IEEE J. of Quant. Elect., 1979, v.QE-15, N10, p.1180
73. Lind R.C., Steel D.G., Lam J.F. - IEEE J. of Quant. Elect., 1981, v.QE-17, N12, p.192.
74. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др. - ЖЭТФ, 1982, т.81, №4, с.1047.
75. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. - Квант. электроника, 1980, т.7, №6, с.1334.
76. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. - Квант. электроника, 1979, т.6, №9, с.2036.

77. Лесник С.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. - ЖТФ, 1979 т.49 №10 с.2257.
78. Саичев А.И. - Изв. вузов. Радиофизика. 1981 т.24, №9, с.1165.
79. Большов Л.А., Власов Д.В., Дыкне А.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №5, с.311.
80. Пасманик Г.А., Сандлер М.С. - Квант. электроника 1981, т.8, №4, с.726
81. Бегин А.А., Шилов А.А. - Квант. электроника 1981, т.9, N11
82. Blaschuk V.N., Mamaev A.V., Pilipetsky N.G. a.e. - Opt.Comm., 1979, v.31, N3, p.383.
83. Беспалов В.И., Бегин А.А., Кулагина С.Н. и др. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №21, с.1282.
84. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я. и др. - Квант. электроника 1980, т.7 №3, с.627.

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Н.Г.Басов, В.И.Ковалев, Ф.С.Файзулло

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка методов ОВФ в среднем ИК-диапазоне длин волн (2,7 - 11 мкм) представляет значительный практический интерес в связи с тем, что именно в этом диапазоне работают наиболее мощные и эффективные лазеры (HF-, DF-, CO-, CO₂-лазеры) [1,2].

Единственным методом, с помощью которого в настоящее время реально получено ОВФ излучения ИК-лазеров, является метод ЧВ. Согласно [3] эффективность отражения по интенсивности R сигнальной волны E_3 в обращенную волну E_4 при ЧВ в нелинейной среде длиной l определяется формулой

$$R = \text{tg}^2 \left| \frac{2\omega l}{c} n_2 E_1 E_2 \right|, \quad (1)$$

где ω - частота лазерного излучения, E_1, E_2 - среднеквадратичная напряженность электрического поля опорных волн, n_2 - нелинейный показатель преломления ($n_2 = (2\pi/n) \chi^{(3)}$), n - линейный показатель преломления, $\chi^{(3)}$ - кубическая нелинейная восприимчивость среды). Формула (1) получена в приближении заданного поля опорных волн, т.е. при условии $E_{3,4} \ll E_{1,2}$. Как следует из (1), основные трудности получения ОВФ при ЧВ в ИК-диапазоне связаны с квадратичной зависимостью эффекта от частоты, в силу чего он оказывается уменьшенным как минимум в 100 раз по сравнению с эффектом в видимом диапазоне.

Впервые ОВФ излучения импульсного $[O_2]$ -лазера было получено в [4] в нелинейной среде (германий), расположенной внутри резонатора лазера. Германий был выбран потому, что он доступен, обладает большой восприимчивостью $\chi^{(3)} = 1,5 \cdot 10^{-10}$ ед.СГСЭ [5]. При интенсивности опорных волн 40 МВт/см^2 в образце германия толщиной $0,5 \text{ см}$ получена эффективность отражения в обращенную волну $\sim 2\%$, что хорошо согласуется с расчетом по формуле (1). Эффект ОВФ регистрировался методом диафрагм с помощью HgCdTe -детектора и с помощью ИК-видикона на экране телевизора по восстановлению пространственной структуры исходного пучка в результате двойного прохода его через фазовую пластинку.

Из (1) следует, что получить достаточно большие R (до 100% и более) можно, увеличивая интенсивность опорных волн, длину нелинейной среды либо подбирая нелинейные материалы с большими $\chi^{(3)}$.

Увеличение R за счет интенсивности опорных волн ограничено поверхностной лучевой прочностью материалов, которая в области $10,6 \text{ мкм}$ не превышает $\sim 5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ [6] ($t_{\text{имп}} \approx 0,1 \text{ мкс}$).

Заметное увеличение R может быть достигнуто за счет длины нелинейной среды. Так, в [7] отмечено, что при длине германиевого образца $l = 2,5 \text{ см}$ $R = 10\%$, а при $l = 15 \text{ см}$ $R \sim 20\%$. Эффект оказался не пропорциональным l^2 , поскольку с ростом l уменьшалась мощность излучения в резонаторе лазера за счет поглощения излучения в германии. Большинство полупроводников, обладающих высокой нелинейностью [8], также имеют высокие коэффициенты линейного поглощения [9], что, естественно, накладывает ограничение на их длину. Определенные трудности представляет также изготовление достаточно оптически однородных образцов больших размеров.

2. НЕЛИНЕЙНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ОВФ ПРИ ЧВ В ИК-ДИАПАЗОНЕ

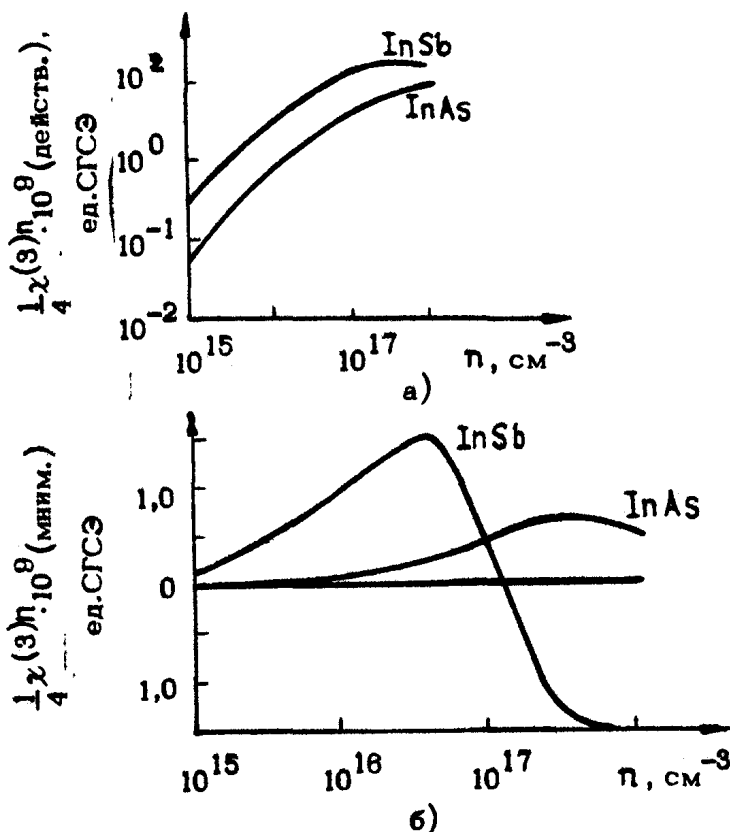
Как показывают расчеты [8], имеется ряд полупроводников и их соединений, которые обладают высокими значениями $\chi^{(3)} = \chi^{(3)\text{в}} + \chi^{(3)\text{п}}$. (см. таблицу) [8].

Теоретические и экспериментальные значения $\chi^{(3)}$

Материал	Ширина запрещенной зоны, эВ	$\chi_{\text{ТЕОР}}^{(3)} \cdot 10^{10}$ ед.СГСЭ	$\chi_{\text{ЭКСП}}^{(3)} \cdot 10^{10}$ ед.СГСЭ
Ge	0,6	-3,5	6,0
Si	1,1	-0,25	0,32
InSb	0,22	-50,0	-
InAs	0,35	-6,0	-
GaSb	0,8	-80,0	-
GaAs	1,4	-0,5	-

Здесь $\chi^{(3)}$ является нелинейной восприимчивостью связанных электронов. Другая часть восприимчивости $\chi^{(3)n}$ обусловлена носителями, находящимися в зоне проводимости с заметной непараболичностью [8]. Как показывают результаты теоретических и экспериментальных исследований, $\chi^{(3)n}$ при достаточно высоких концентрациях носителей может существенно превышать $\chi^{(3)}$. На рис.1 и 2 представлены зависимости $\chi^{(3)n}$ от концентрации носителей в зоне проводимости в InSb и InAs [8] и в GaAs [15]. Сравнение этих зависимостей с данными для $\chi^{(3)}$ (см. таблицу) показывает, что вклад связанных электронов в $\chi^{(3)}$ соответствует значениям n от $3 \cdot 10^{15}$ до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в зоне проводимости указанных полупроводников [10, 11]. При концентрациях электронов в зоне проводимости $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $\chi^{(3)}$ может достигать $\sim 10^{-8}$ ед. СГСЭ.

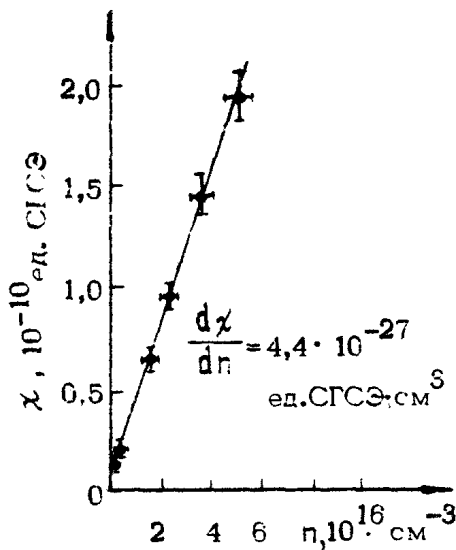
В первых экспериментах по ОВФ при ЧВ в германии на 10,6 мкм [2,7,12] и 4 мкм [14], когда интенсивность взаимодействующих волн не превышала 40 МВт/см^2 , концентрация равновесных и неравновесных свободных носителей в зоне проводимости не превышала $n \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [13]. В этом случае на нелинейность германия влияют только связанные электроны. Нелинейность, обусловленная свободными электронами, начинает заметно проявляться лишь при интенсивности опорных волн, превышающей $I \sim 80 \text{ МВт/см}^2$,



Р и с. 1. Зависимость действительной (а) и мнимой (б) части $\chi^{(3)n}$ в InSb и InAs от концентрации свободных электронов n в зоне проводимости [11].

причем в диапазоне интенсивностей $80 < I < 120 \text{ МВт/см}^2$ нелинейная восприимчивость растет так быстро, что R возрастает пропорционально I^{11} [15]. При этом авторам [15] впервые удалось в области 10,6 мкм достигнуть $R \approx 800\%$, т.е. получить усиление слабой сигнальной волны при ЧВ.

Генерация свободных носителей в германии (ширина запрещенной зоны $\Delta = 0,6 \text{ эВ}$) на 10,6 мкм была связана в основном с процессом многофотонного поглощения (концентрация $n_g \sim I^{5,5}$). Для этого необходима высокая интенсивность лазерного излучения ($I \sim 100 \text{ МВт/см}^2$), которая ниже порога поверхностного разрушения полупроводниковых материалов лишь в коротких (единицы наносекунд) импульсах.



Р и с.2. Изменение $\chi^{(3)n}$ в зависимости от концентрации свободных электронов n в GaAs n -типа. Прямая линия минимизирует среднее относительное отклонение для каждой экспериментальной точки [3]

Использование узкозонных полупроводников ($\Delta \gtrsim \hbar\omega$) позволяет значительно понизить эту интенсивность. Эксперименты с $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ на 10,6 мкм при $T \approx 0,225$ ($\Delta \gtrsim \hbar\omega$) [16, 17] показали, что в широком диапазоне изменения температуры образцов (12–295 К) реализуются значения R до $\sim 10\%$ при интенсивности опорных волн 160 кВт/см^2 в образцах толщиной $\sim 0,5$ мм, что соответствует величине $\chi^{(3)} \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ СГСЭ. Эта величина неплохо согласуется с теоретически рассчитанной величиной $\chi^{(3)n}$ в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

С ростом концентрации неравновесных свободных электронов в зоне проводимости под действием лазерного излучения возрастает поглощение на дырках, образующихся в валентной зоне [18], что приводит к уменьшению эффективности нелинейного взаимодействия с ростом интенсивности взаимодействующих волн [16]. Это поглощение, по-видимому, и определяет оптимальную величину $\chi^{(3)} \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ СГСЭ и соответственно $R \approx 10\%$ при ЧВ в полупроводниках с $\Delta \gtrsim \hbar\omega$ [16, 17], которая наблюдается экспериментально.

Еще большие величины $\chi^{(3)}$, вплоть до $\chi^{(3)} \approx 0,1$ СГСЭ реализуются в условиях одноквантового резонанса как было показано в [19] на примере InSb на длине волны излучения CO-лазера. В этой работе впервые наблюдались отра-

жение непрерывного маломощного лазерного излучения при ЧВ в полупроводниках. Механизм нелинейности, по мнению авторов, связан с изменением показателя преломления при резонансном насыщении межзонного перехода, создающего фазовую решетку, обусловленную решеткой электронной плотности. При мощности первой и второй опорных волн 12 и 5 мВт соответственно (интенсивность первой волны ~ 100 Вт/см²) получено $R \approx 1\%$ в образце InSb длиной 7,5 мм. Позднее аналогичный результат был получен в работе [20] в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при одноквантовом резонансе на длине волны излучения CO-лазера.

Следует, однако, заметить, что изменение концентрации свободных электронов приводит к изменению не только действительной, но и мнимой части $\chi^{(3)}$ (см., например, рис. 2; [8]). Естественно, что в этом случае в нелинейной среде образуется не только фазовая, но и амплитудная решетка, которую также необходимо учитывать.

Теоретически модель ЧВ ОВФ в нелинейной среде с насыщающимся поглощением (усилением) была развита в работе [21] в приближении заданного поля опорных волн и стационарности насыщения резонансного перехода. Авторы использовали известную нелинейную восприимчивость $\chi(E)$ однородно-уширенного двухуровневого поглотителя (или усилителя), которая в резонансе образует амплитудную решетку.

$$\chi(E) = -\frac{2\alpha_0}{\kappa} \frac{(1+\delta)}{1+\delta^2 + |E/E_s|^2}, \quad (2)$$

где $\delta = (\omega - \omega_0)T_2$ — нормированная отстройка частоты лазерного излучения от центра линии, $|E_s|^2 = \hbar^2/T_1T_2 \rho^2$ — параметр насыщения в центре линии, α_0 — коэффициент поглощения слабого сигнала, $\kappa = \omega/c$ и $T_1(T_2)$ — продольное (поперечное) время релаксации.

Из-за насыщения процесс нелинейного взаимодействия уже не является чисто четырехволновым, а представляет собой когерентную суперпозицию четырех-, шести-, восьми-волновых процессов и т.д. Эффективность отражения в обратную волну R согласно [21,22] может быть представлена в виде [23]

$$R = \frac{1+\delta^2}{4} \left(\frac{2I/I_s}{1+2I/I_s} \right)^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{2\alpha_0 l}{1+\delta^2} \frac{1+2I/I_s}{(1+4I/I_s)^{3/2}} \right) \right]^2, \quad (3)$$

где $I_s = \hbar\omega/2\sigma\tau\gamma$ - интенсивность насыщения резонансного перехода, σ - сечение поглощения, τ - время V-T релаксации верхнего уровня, γ - эффективное число реально взаимодействующих уровней [24]. Из формулы (3) следует, что максимальное значение R достигается при условии частичного насыщения резонансного перехода. Таким образом, для получения высоких значений R при низких интенсивностях опорных волн необходимы резонансно-поглощающие среды, характеризуемые низкой интенсивностью насыщения I_s (большими сечениями поглощения σ и временами V-T релаксации τ).

Данные о σ для большого количества молекулярных газов, имеющих резонансные переходы в среднем ИК-диапазоне длин волн, имеются в работе [25]. Наибольшим σ в области 10,6 мкм обладает SF_6 . На частотах переходов в CO_2 σ ($\times 10^{17}$ см²) в SF_6 составляет соответственно 0,0075 (P 8), 0,048 (P 10), 0,668 (P 12), 1,24 (P 14), 2,96 (P 16), 1,89 (P 18), 1,58 (P 20), 1,12 (P 22), 0,62 (P 24) и т.д., в NH_3 - $8,2 \cdot 10^{-4}$ (P 18), в BCl_3 - 0,5 (P 18), 0,12 (P 20).

Первые же эксперименты с резонансно-поглощающим на 10,6 мкм газом SF_6 продемонстрировали неплохое качественное согласие с теоретической моделью. При интенсивности опорных волн $I \sim 300$ кВт/см² в ячейке длиной 2 см при давлении $SF_6 \sim 5$ мм рт.ст. было получено $R \approx 7\%$ [26]. В таких же условиях, при использовании германия в качестве нелинейной среды, R составило бы только 0,01%. ОВФ при ЧВ излучения CO_2 -лазера получено также в NH_3 [28] и BCl_3 [23].

Эффект насыщения в усиливающей среде CO_2 -лазера был использован для ОВФ при ЧВ в работе [27]. В однопроходовой схеме опыта, где длина нелинейного взаимодействия составляла ~ 10 см, наблюдалась $R \approx 0,5\%$. В схеме с двумя и тремя проходами сигнальной и отраженной волны через усиливающую среду соответственно $R \approx 35$ и 250%. Действительное же отражение в 10-сантиметровой области нелинейного взаимодействия за вычетом усиления было менее $10^{-2}\%$, что соответствует теории.

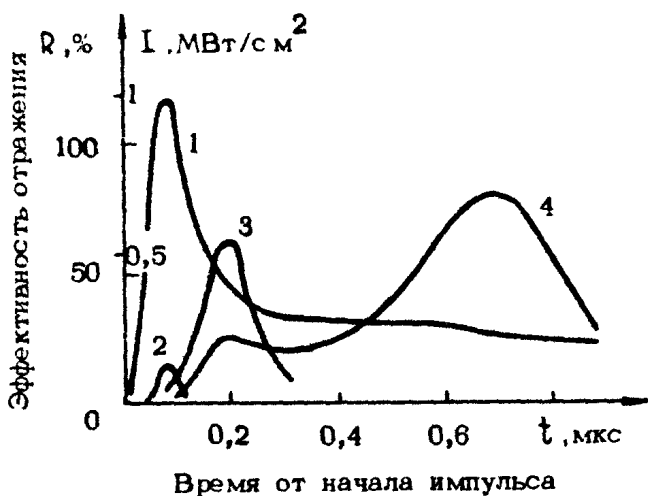
Детальное экспериментальное исследование отражения при ЧВ в резонансных газах на 10,6 мкм [23, 29] показало, что для характерной длительности излучения импульсных CO_2 -лазеров с поперечным разрядом (мощный передний им-

пульс длительностью 100–200 нс и менее мощный "хвост" с длительностью 1–3 мкс) отражение в BCl_3 носит стационарный характер и количественно согласуется с (3). На частоте перехода ρ 18 колебательно-вращательного спектра молекулы CO_2 при интенсивности первой опорной волны $I \sim 1 \text{ МВт/см}^2$ отражение в кювете длиной 1,5 см при оптимальном давлении $\text{BCl}_3 \sim 40 \text{ мм рт.ст.}$ составило 13%. Постоянная $V-T$ -релаксации верхнего уровня в BCl_3 $\tau' = \tau \rho = 5,8 \text{ мкс мм рт.ст.}$ [30]. Отсюда следует, что $\tau \leq 0,15 \text{ мкс}$, что примерно равно длительности переднего импульса CO_2 -лазера.

В отличие от BCl_3 в SF_6 наблюдается лишь качественное согласие с теорией. Одной из причин отсутствия количественного согласия является нестационарность процесса насыщения поглощения вследствие аномально большой $\tau' = 120\text{--}180 \text{ мкс} \cdot \text{мм рт.ст.}$ [30]. На частоте перехода ρ 18 при оптимальных давлениях SF_6 20–40 мм рт.ст. $\tau = 5\text{--}10 \text{ мкс}$, что существенно превышает даже полную длительность импульса CO_2 -лазера ($t_{\text{имп}} \approx 1 \text{ мкс}$). Особенность SF_6 в том, что наряду с отражением на переднем пике импульса ($R \approx 46\%$ при интенсивности первой опорной волны в пике $\sim 2 \text{ МВт/см}^2$ и давлении $\sim 20 \text{ мм рт.ст.}$) наблюдается значительное отражение на "хвосте" импульса причем R растет со временем (рис. 3), несмотря на уменьшение интенсивности опорных волн на "хвосте" импульса. Максимальное $R \approx 80\%$ получено при давлении $\sim 40 \text{ мм рт.ст.}$ на "хвосте" ко времени $\sim 0,7 \text{ мкс}$ от начала импульса. В [29] сделана попытка скорректировать двухуровневую модель, развитую в [21], для объяснения экспериментальных результатов, наблюдаемых в SF_6 . В приближении четырехуровневой модели SF_6 и с феноменологическим учетом поглощения опорных волн авторам [29] удалось получить хорошее согласие теории с экспериментом при ЧВ в SF_6 , но лишь для коротких ($\sim 1 \text{ нс}$) импульсов излучения. По-видимому, для точного количественного описания полученных в SF_6 результатов при длительности импульсов $\sim 1 \text{ мкс}$ необходимо провести теоретическое рассмотрение нестационарной задачи о ЧВ с учетом таких особенностей молекулы, как большое число взаимодействующих уровней, наличие нескольких времен релаксации, специфика спектра и т.д. [29, 31].

Приведенные в [32] оценки показывают, что в условиях стационарного взаимодействия для получения таких же величин R , как и в нестационарном режиме, требуются значи-

тельно меньшие интенсивности опорных волн ($I_{\text{ост}} \approx I_0 \text{ крст } t/\tau$). И действительно, в условиях стационарного ЧВ в SF_6 (длинные (~ 3 мс) импульсы [32] и непрерывный режим [29] получено R на 10,6 мкм в отраженную волну $\sim 0,2\%$ при интенсивности опорных волн ~ 10 Вт/см² (на линии $\rho 16$ интенсивность насыщения ~ 6 Вт/см²) в газовой кювете длиной 1,9 см при давлении ~ 1 мм рт. ст.



Р и с. 3. Зависимость эффективности отражения R от времени при различных давлениях SF_6 (интенсивность первой опорной волны 1 МВт/см², линия $\rho 18$): 1 - падающий импульс, 2 - R (20 торр), 3 - R (30 торр), 4 - R (42 торр)

С другой стороны, для компенсации за счет ОВФ быстроменяющихся во времени фазовых искажений необходимо уменьшать τ , т.е. повышать давление газов. Минимальное τ в газовой фазе, очевидно, будет при давлении, близком к критическому (для SF_6 и BCl_3 $p_{\text{кр}} \approx 37$ атм) и для BCl_3 составляет $\sim 0,25$ нс, а для SF_6 ~ 5 нс. Дальнейшее сокращение τ возможно при введении газа в матрицу твердого тела. Так, при введении SF_6 в матрицу KCl и NaCl методом прессования порошков в атмосфере SF_6 достигнуты τ от 2,7 до 22 пс [34]. Естественно, что при этом существенно возрастает I_s (до 123 и до 15 МВт/см² соответ-

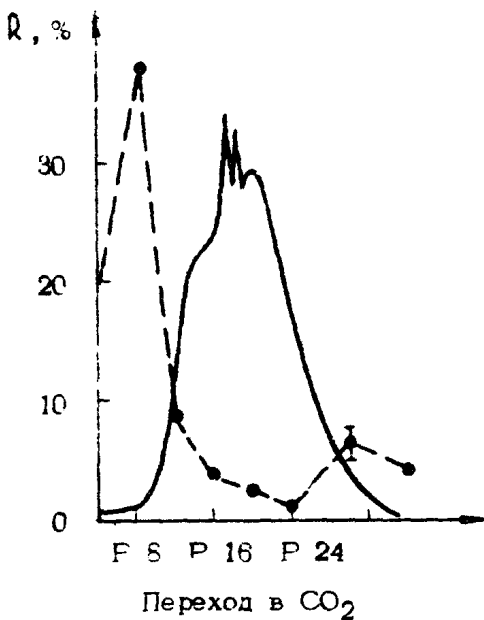
ственно), и, следовательно, оптимальная интенсивность опорных волн для достижения высоких R (см. (3)).

Резонансным поглощением в области длин волны излучения CO_2 -лазера и малым τ (~ 120 пс) обладают также ионы ReO_4^- , введенные в матрицу кристаллов галлоидов калия [35, 36]. Экспериментальное исследование ЧВ в KCl:ReO_4^- [37] продемонстрировало хорошее согласие полученных результатов с теоретической моделью [21].

Приведенные выше результаты были получены в области максимума поглощения исследованных газов, т.е. при $\delta = 0$, где определяющий вклад в нелинейное взаимодействие дает амплитудная решетка. В то же время, как указано в [21] (см. формулу (3)), при расстройке частоты лазерного излучения от точного резонанса ($\delta \neq 0$) можно существенно повысить R за счет нелинейной добавки к показателю преломления, обусловленной сильной дисперсией n . Взаимодействие при этом начинает носить амплитудно-фазовый характер, причем с ростом δ вклад амплитудной решетки уменьшается. В зависимости от знака δ добавка к нелинейной восприимчивости будет либо положительной, либо отрицательной, усиливая или ослабляя эффективность нелинейного взаимодействия. Экспериментальное исследование зависимости R в SF_6 от длины волны действительно показало [29, 33], что при оптимизации давления SF_6 на каждой линии спектра излучения CO_2 -лазера характерная зависимость $R(\lambda)$ имеет вид, представленный на рис.4. Здесь же приведен характерный спектр полосы поглощения SF_6 . На линии Р 8 ($\lambda = 10,47$ мкм) в [29] получено максимальное $R \approx 38\%$ при давлении ~ 40 мм рт. ст. На линии Р 6 ($\lambda = 10,34$ мкм) [33] при давлении 153 мм рт. ст. максимальное R составило 58%. При этом в центре линии R не превышало 3–5%.

Таким образом, в настоящее время имеется широкий выбор нелинейных сред для ОВФ при ЧВ в средней ИК-области спектра в соответствии с теми задачами, которые необходимо решать с помощью метода ОВФ.

Наряду с исследованием нелинейных сред для ОВФ при ЧВ в средней ИК-области значительное внимание уделяется исследованию таких характеристик ОВФ-зеркал, как качество обращения, динамический диапазон отражения, спектральные и поляризационные свойства.



Р и с.4. Эффективность ЧВ отражения R (пунктирная линия и точки) и спектр поглощения SF_6 (сплошная линия) как функция длины волны излучения CO_2 -лазера (указаны индексы переходов [29])

3. КАЧЕСТВО ОВФ ПРИ ЧВ

Важнейшей характеристикой всякой схемы ОВФ является точность взаимного сопряжения волновых фронтов исходной сигнальной и отраженной волн (качество ОВФ). Очевидно, что в схеме ОВФ при ЧВ качество обращения определяется точностью взаимного сопряжения волновых фронтов волн накачки. Обычно это достигается двумя путями. Первый состоит в том, что нелинейная среда помещается внутрь резонатора лазера. Так как две встречно-распространяющиеся волны внутри резонатора генерирующего лазера комплексно сопряжены одна с другой, то нелинейная среда внутри резонатора будет отражать сигнальную волну с высоким качеством обращения. Именно в такой схеме и за счет ЧВ было впервые реализовано ОВФ излучения импульсного CO_2 -лазера [2]. Однако такая схема неудобна из-за высоких требований на временную когерентность (монохроматичность) излучения лазера.

Второй путь состоит в том, что нелинейная среда помещается вне резонатора лазера и опорные волны формируются

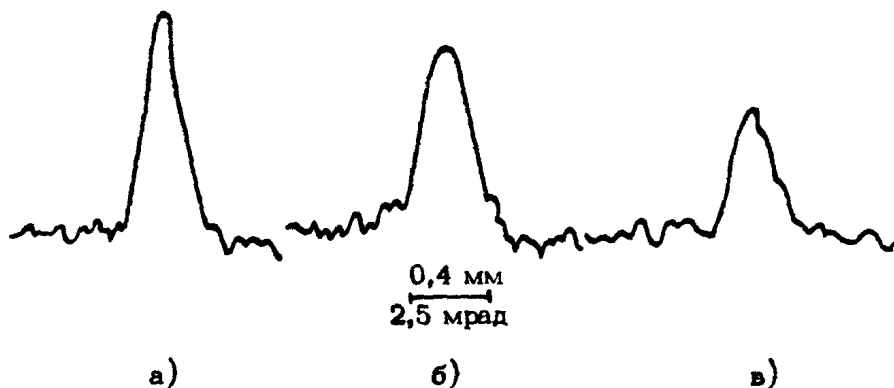
либо делением исходного пучка (обычно с плоским волновым фронтом) на два, направляемых с двух сторон в нелинейную среду точно навстречу друг другу, либо вторая опорная волна создается в результате отражения первой волны точно назад зеркалом, установленным за нелинейной средой ^{*}). В этом случае, если волновой фронт исходной опорной волны плоский и отсутствует самовоздействие опорных волн в нелинейной среде, ОВФ сигнальной волны должно быть идеальным.

Большим достоинством резонансно-поглощающих сред для получения высокого качества ОВФ является то обстоятельство, что при работе на центре линии поглощения отражение обусловлено образованием амплитудной решетки. В этом случае исключаются эффекты самовоздействия, обусловленные набегом фазы опорных волн в нелинейной среде. Качество ОВФ при этом полностью определяется точностью сопряжения исходных опорных волн.

Экспериментальное исследование качества ОВФ в SF_6 [34] показало, что доля обращения составляет 90–95% при изменении расходимости исходной сигнальной волны θ_c от дифракционной (~ 2 мрад) до 60 мрад с помощью фазовых пластинок. Эксперименты проводились на линии P_{22} спектра излучения CO_2 -лазера в схеме ЧВ со второй опорной волной, получаемой отражением первой волны от зеркала, установленного за кюветой с газом.

Измерение доли обращения проводилось путем фотографирования распределения излучения исследуемых пучков в дальней зоне на фотопленке по методике, изложенной в [35]. Диаметры полученных пятен по уровню $1/e$ равны и соответствуют дифракционной расходимости исходного пучка $\sim 1,8$ мрад (рис.5).

^{*}) Существует еще один путь создания комплексно-сопряженных волновых фронтов встречных опорных волн при произвольном волновом фронте исходной волны, основанный на использовании метода ОВФ при ВР, однако до настоящего времени в литературе данных о получении ОВФ при ВР в средней ИК-области спектра нет, поэтому этот путь в данном обзоре не рассматривается.

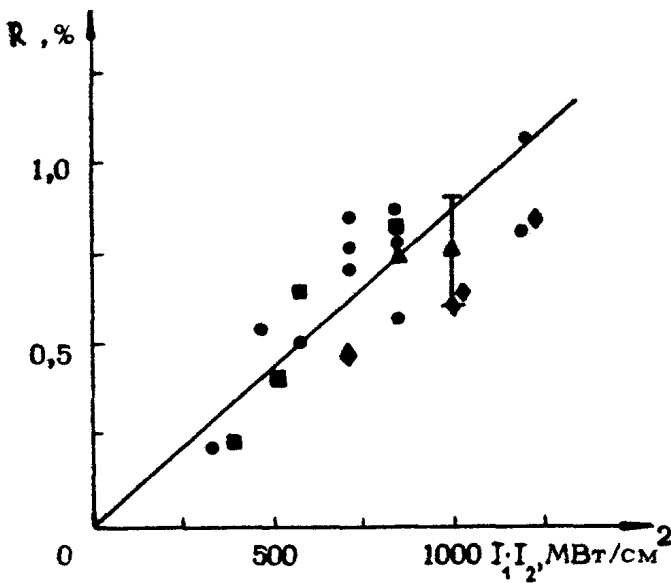


Р и с. 5. Денситограммы распределения излучения в дальней зоне падающей сигнальной (а) и обращенных волн с различными фазовыми пластинками ($\theta_c \approx 2$ мрад (б) и 60 мрад (в))

4. СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ОВФ ПРИ ЧВ

Спектр излучения мощных газовых лазеров в среднем ИК-диапазоне длин волн обычно состоит из большого числа линий, соответствующих различным колебательно-вращательным переходам активных молекул. В связи с этим представляет интерес разработка методов высокоэффективного отражения многочастотного излучения с ОВФ за счет ЧВ.

Впервые условия эффективного отражения многочастотного излучения были теоретически и экспериментально определены в [36], где было показано, что при синхронизации сигнальной и попутной с ней опорной волн, получаемых из единого многочастотного источника лазерного излучения, R такое же, как и для монохроматического излучения (рис.6). Небольшое уменьшение R при полной ширине спектра $\sim 20 \text{ см}^{-1}$ (рис. 6) объясняется недостаточной точностью синхронизации сигнальной и опорной волн на эксперименте. В том же случае, когда сигнальная и попутная с ней опорная волны специально не синхронизовались [14], было получено, что ЧВ-отражение каждой спектральной компоненты происходит независимо, с ростом числа спектральных компонент лазер-



Р и с. 6. Зависимость эффективности ЧВ-отражения R при синхронизованных сигнальной и первой опорной волнах в германии от произведения интенсивностей опорных волн для различного спектрального состава излучения CO_2 -лазера (\bullet - ρ_{18} , $\Delta\nu_{\text{max}} \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$; \blacksquare - ρ_{18} , ρ_{20} , $\Delta\nu_{\text{max}} \sim 2 \text{ см}^{-1}$; \blacktriangle - ρ_{12} , ρ_{18} , ρ_{20} , $\Delta\nu_{\text{max}} \sim 6 \text{ см}^{-1}$; \blacklozenge - ρ_{18} , ρ_{20} , ρ_{16} , $\Delta\nu_{\text{max}} \sim 20 \text{ см}^{-1}$)

ного излучения R падает.

ОВФ многочастотного излучения CO_2 -лазера получено также и в резонансно-поглощающей среде SF_6 [38]. При работе CO_2 -лазера одновременно на двух линиях ρ_{14} и ρ_{16} получено восстановление волнового фронта излучения в обеих линиях при обратном проходе сигнала, отраженного от ОВФ-зеркала, через фазовую пластину.

Практическое применение резонансных сред, таких, например, как SF_6 для ОВФ многочастотного (с достаточно широким спектром) излучения, однако, представляется проблематичным потому, что, как следует из разд.2, сечение поглощения σ , а следовательно, и интенсивность I_s сильно меняются от линии к линии в спектре лазерного излу-

ния. Соответственно при заданной интенсивности каждой линии в спектре излучения, как следует из формулы (3) сильно будет меняться и R .

Оценки, приведенные в [38], показывают, что с увеличением ширины спектра может понижаться качество ОВФ при ЧВ за счет нарушения условий синхронизма при взаимодействии различных спектральных компонент, однако этот вопрос требует дальнейшего теоретического и экспериментального исследования.

При распространении оптического излучения в неоднородных средах может изменяться не только фазовый фронт волны, но и состояние ее поляризации. В этой связи встает вопрос об исследовании условий достижения полного пространственно-поляризационного ОВФ

Наиболее общий вид поляризации \vec{P} для изотропных сред имеет вид [12]

$$\vec{P} = \chi \left[(\vec{E} \vec{E}^*) \vec{E} (1 - \beta) + \beta (\vec{E} \vec{E}) \vec{E}^* \right]. \quad (4)$$

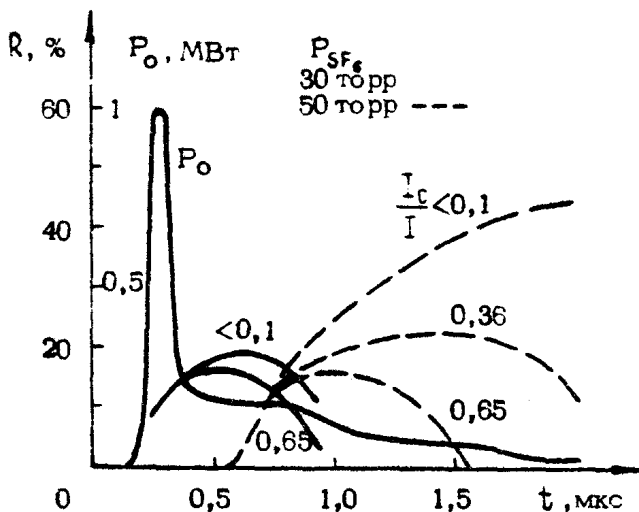
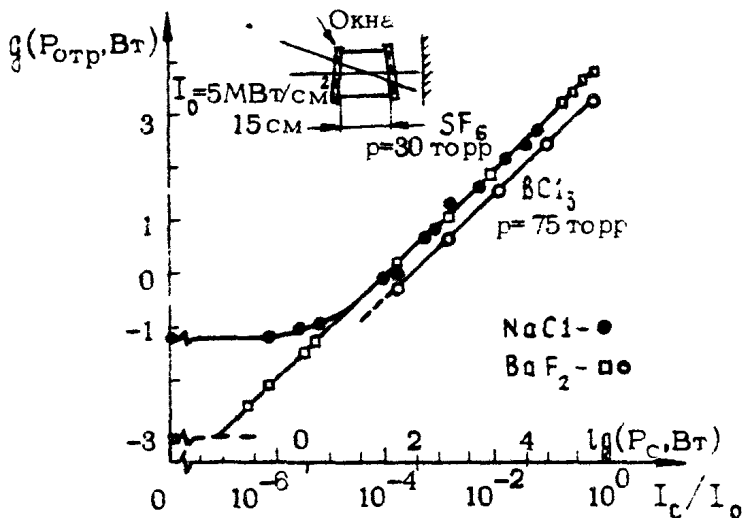
Здесь константа χ характеризует нелинейность для поля с единой линейной поляризацией ($\vec{E} = \vec{E}^*$), а параметр β зависит от конкретных свойств среды. В частности, для стационарного и теплового механизмов, а также при взаимодействиях на амплитудных решетках $\beta = 0$, для керровского механизма $\beta = 3/4$, для механизма, обусловленного электронной поляризуемостью, $\beta = 1/3$. Второй член суммы в правой части формулы (4) описывает взаимодействие опорных волн с совпадающими поляризациями с сигнальной волной, имеющей поляризацию, ортогональную к поляризации опорных волн. Таким образом, если $\beta = 0$, то от ЧВ-зеркала будет отражаться излучение лишь с поляризацией, совпадающей с поляризацией опорных волн (либо одной из них), что и наблюдалось в [39] при исследовании ЧВ в SF_6 . В германии, где нелинейная поляризуемость $\chi^{(3)}$ обусловлена электронами, отражение сигнальной волны с поляризацией, ортогональной поляризации обеих опорных волн, происходит с эффективностью в β^{-2} (≈ 9) раз меньшей, чем с совпадающими поляризациями [12], что полностью согласуется с расчетами.

5. ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ЧВ-ОТРАЖЕНИЯ

Одной из важнейших характеристик устройств ОВФ при ЧВ как зеркал является диапазон интенсивностей сигнальной волны, в пределах которого R остается неизменным (динамический диапазон). До настоящего времени, однако, эта характеристика исследовалась в основном теоретически [40 - 43]. Экспериментально в области 10,6 мкм влияние интенсивности сигнальной волны на R при ЧВ в SF_6 исследовалось в [29], где было отмечено, что при интенсивности сигнала $I_c > 0,1 I$, где I - упоминавшаяся выше интенсивность опорных волн, наблюдается заметное падение R с ростом I_c . При $I_c < 0,1 I$ R остается постоянным, однако ограничения на минимально возможную интенсивность сигнала в работе [29] не исследовались.

Исследование динамического диапазона отражения при ЧВ в SF_6 и BCl_3 , проведенное нами, показало, что значение R по мощности на фронте отраженного сигнала постоянно при изменении интенсивности сигнальной волны от $\sim 0,65 I$ до $\sim 10^{-7} I$ как в SF_6 , так и в BCl_3 (см. рис. 7). Минимальная мощность отраженного сигнала определяется рассеянием излучения опорных волн на окнах кюветы с газом и, следовательно, сильно зависит от состояния их поверхности (качества полировки). Так, когда газовая кювета была закрыта окнами из $NaCl$, заметно помутневшими вследствие адсорбции воды, уровень наводки за счет рассеяния опорных волн в телесный угол, соответствующий обращенной волне, составил ~ 50 мВт при мощности первой опорной волны ~ 1 МВт. Такая мощность рассеянного излучения соответствует коэффициенту диффузного рассеяния поверхности $\sim 2 \cdot 10^{-2}$. Когда окна из $NaCl$ были заменены на высококачественно полированные окна из BaF_2 , уровень наводки понизился до 1 мВт, он и определил в наших экспериментах нижний уровень мощности обрабатываемого сигнала.

При интенсивности сигнала $I_c > 0,1 I$ при сохранении R на переднем фронте отраженного в SF_6 импульса наблюдается заметное снижение R по мощности на "хвосте" импульса с ростом I_c (рис. 8), т.е. при $I_c > 0,1 I$ уменьшается эффективность отражения по энергии, что, видимо, и наблюдалось в [29].



Р и с. 7. Зависимость мощности отраженного при ЧВ импульса в SF_6 и BCl_3 от мощности сигнального импульса и отношения интенсивностей сигнальной и первой опорной волн (I_c / I_0)

Р и с. 8. Зависимость эффективности отражения R при ЧВ в SF_6 от времени при различных давлениях SF_6 и отношениях I_c/I_0 - импульс падающего излучения

Таким образом, динамический диапазон отражения по мощности в обращенную волну при ЧВ в резонансно-поглощающих газах составляет не менее $\sim 10^7$ и со стороны малых сигналов ограничен рассеянием мощных опорных волн на окнах газовой кюветы.

6. К ВОПРОСУ ОБ ОВФ ПРИ ВРМБ В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

С точки зрения удобства в работе более предпочтительным представляется метод ОВФ при ВРМБ, так как он не требует создания предварительно-сопряженных опорных волн. Стационарный коэффициент усиления при ВРМБ (Q) в области "нормального поглощения" звука ($\alpha \sim \omega^2$) [43] не зависит от частоты лазерного излучения [54], т.е. пороговая интенсивность для возбуждения ВРМБ ($I_{\text{пор}}^{\text{МБ}}$) в ИК-области должна быть сравнимой с $I_{\text{пор}}^{\text{МБ}}$ в видимой области спектра ($I_{\text{пор}}^{\text{МБ}} \sim 10^8$ Вт/см²). Эта интенсивность не превышает порогов возникновения пробоя в объеме большинства газов и твердых тел в ИК-области спектра [6,45]. Однако есть ряд трудностей, которые, во-первых, затрудняют получение ВРМБ и, во-вторых, ограничивают возможности применения ОВФ ВРМБ-зеркал в газовых лазерах среднего ИК-диапазона.

С ростом λ уменьшается частота звуковых волн, на которых происходит рассеяние в обращенную волну, и, следовательно, уменьшается затухание этих волн ($\alpha_0 \sim \lambda^2$) [43]. Время установления стационарного режима ВРМБ, например в газах, возрастает соответственно с $\sim 0,1$ мкс на $\lambda = 694,3$ нм [46] до десятков микросекунд в области 10,6 мкм, и, следовательно, для длительностей, характерных для большинства мощных газовых ИК-лазеров (0,1 - 1 мкс), процесс ВРМБ становится существенно нестационарным. Это приводит к необходимости увеличения интенсивности лазерного излучения, что, однако, ограничено лучевой стойкостью.

Еще одним следствием роста времени установления является ужесточение требований на ширину спектра и стабильность частоты излучения лазера. Задача получения излучения газовых ИК-лазеров с узкой шириной спектра и стабильной частотой в настоящее время в принципе решается, однако при этом теряется одно из основных преимуществ этих лазеров - их высокая эффективность и большой энергосъем.

Кроме того, в силу большого времени установления ОВФ при ВРМБ в ИК-диапазоне годно лишь для компенсации статических либо медленно меняющихся фазовых неоднородностей

Указанные обстоятельства, вероятно, и определили то, что к настоящему времени в литературе отсутствуют работы по получению ОВФ при ВРМБ в среднем ИК-диапазоне длин волн. Единственная работа, в которой, по-видимому, наблюдалось ВРМБ на 10,6 мкм в германии с помощью $[O_2]$ -лазера низкого давления, была опубликована в 1968г. Асамом и др. [47], однако до сих пор этот результат никем не воспроизведен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный обзор работ, посвященных исследованию ОВФ при ЧВ в среднем ИК-диапазоне длин волн, показывает, что к настоящему времени значительно сокращен разрыв с уровнем исследований этого явления в видимом диапазоне как в плане выбора нелинейных сред, так и в плане исследования характеристик ОВФ ЧВ-зеркал. Вместе с тем остается еще ряд вопросов, требующих своего разрешения. Они касаются таких проблем, как исследование индивидуальных особенностей ОВФ при ЧВ в различных материалах, предельных возможностей ОВФ ЧВ-зеркал с точки зрения качества ОВФ, особенно многочастотного излучения, динамического диапазона и т.д.

Практически неисследованными в настоящее время остаются вопросы о разработке и реализации схем ОВФ при ЧВ в ИК-диапазоне для практических применений по улучшению расходимости излучения мощных лазеров, компенсации фазовых искажений при распространении лазерного излучения в неоднородных средах, оптимизации фокусировки лазерного излучения на мишень. Решению этих задач необходимо, по-видимому, уделить особое внимание.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Ав.В. Виноградову, М.А.Мусаеву за полезные обсуждения и А.А.Меньшову за помощь в оформлении статьи.

Л и т е р а т у р а

1. Yariv A. - IEEE J. Quantum Electronics, 1978, QE-14, p.650.
2. Данилычев В.А., Керимов О.М., Ковш И.Б. - В кн.: Радиотехника, т.12. М.: ВИНТИ, 1977,
3. Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Шеглов В.А. Химические лазеры / Под ред. Н.Г.Басова. М.: Наука, 1982.
4. Bergman E.E., Bigio I.T., Feldman B.T., Fisher R.A. - Opt. Lett., 1978, v.3, p.82.
5. Wynn J.J. - Phys.Rev., 1969, v.178, p.1295.
(См. русский перевод: Смещение трех оптических частот в GaAs, Ge, Si и InAs. - В кн.: Нелинейные свойства твердых тел / Под ред. В.М.Файна. М.: Мир, 1972, с.90).
6. Ковалев В.И., Морозов В.В., Файзуллоев Ф.С. - Квант. электроника, 1974, т. 1, с.2172.
7. Бигио И.Дж., Фелдман Б.Дж., Фишер Р.А., Бергманн Э.Е. - Квант. электроника, 1979, т.6, с.2318.
8. Iha S., Bloembergen N. - Phys.Rev., 1968, v.171, p.891 (См. русский перевод: Нелинейные оптические, восприимчивости соединений А В и элементарных полупроводников IУ группы. - В кн.: Нелинейные свойства твердых тел / Под ред. В.М.Файна. М.: Мир, 1972, с.17).
9. Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965.
10. Wynn J.J., Boyd G.D. - Appl.Phys.Lett., 1968, v.12, p.191.
11. Wang C.C., Reissler N.W. - Phys.Rev., 1969, v.188, p.1291. (См. русский перевод: Нелинейные оптические эффекты, связанные с электронами проводимости в полупроводниках. - В кн.: Нелинейные свойства твердых тел / Под ред. В.М.Файна. М.: Мир. 1972, с.111).
12. Зельдович Б.Я., Ковалев В.И., Морачевский Н.В., Файзуллоев Ф.С. - В кн.: Тр. У1 Вавиловской конф. Новосибирск, 1979, ч.П, с.188.
13. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Сидорин А.В. - ФТП, 1978, т.12, с.1938.
14. Depatie D., Haueisen D. - Opt.Lett., 1980, v.5, p.252

15. Watkins D.E., Phipps C.R., Thomas S.J. - Opt. Lett., 1981, v.6, p.76.
16. Jain R.K., Steel D.G. - Appl.Phys.Lett., 1980, v.37, p.1.
17. Khan M.A., Kruse P.W., Ready J.F. - Opt. Lett., 1980, v.5, p.261.
18. Данишевский А.М., Патрин А.А., Рывкин С.М., Ярошенко И.Д. - ЖЭТФ, 1969, т.56, с.1457
19. Miller D.A.B., Harrison R.G., Johnston A.M., Seaton C.T., Smith S.D. - Opt.Comm., 1980, v.32, p.478.
20. Khan M.A., Bennet R.L.H., Kruse P.W. - Opt. Lett., 1981, v.6, p.560.
21. Abrams R.L., Lind R.C. - Opt.Lett., 1978, v.2, p.94.
22. Wandzura S.M. - Opt.Lett., 1979, v.4, p.208.
23. Басов Н.Г., Ковалев В.И., Мусаев М.А., Файзуллов Ф.С. - Препринт № 204.М; ФИАН, 1981.
24. Kleiman H., Marcus S. - J.Appl.Phys., 1973, v.44, p.1646.
25. Lyman G.L., Quigly G.P., Judd O.P. Multiple-Photon Excitation and dissociation of polyatomic Molecules. Berlin, Springer Verlag, 1981.
26. Lind R.C., Steel D.G., Klein M.B., Abrams R.L., Giuliano C.R., Jain R.K. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.34, p.457.
27. Fisher R.A., Feldmann B.J. - Opt.Lett., 1979, v.4, p.140.
28. Elci A., Rogovin D., Depatie D., Hauelsen D. - J.Opt.Soc.Am., 1980, v.70, p.990.
29. Steel D.G., Lind R.C., Lam J.F. - Phys.Rev. A., 1981, v.23, p.2513.
30. Галочкин В.Т., Ораевский А.Н. - Квант. электроника, 1979, т.6, с.885.
31. Steinfeld J.J., Sutton D.G., Novak A.V. - J. Chem.Phys., 1970, v.52, p.5421.
32. Бергер Н.К., Новохатский В.В. - В кн.: Лазерные пучки: Сб. научных трудов. Хабаровск, ХПИ, 1981, с.39.
33. Балицкий С.Д., Болотских Л.Т. - Препринт - 178Ф. Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1981.
34. Басов Н.Г., Ковалев В.И., Лесив А.Р., Файзуллов Ф.С. - Письма в ЖТФ, 1982, №8, с.650.
35. Ковалев В.И., Лесив А.Р., Файзуллов Ф.С., Федоров В.Б. - ПТЭ, 1982, т.6.

36. Басов Н.Г., Зельдович Б.Я., Ковалев В.И. и др. - Квант. электроника, 1981, т. 8, с.860.
37. Pepper D.M., Abrams R.I. - Opt.Lett., 1978, v.3, p.212.
38. Steel D.G., Lam J.F. - Opt.Lett., 1980, v.5, p.297.
39. Steel D.G., Lind R.C., Lam J.F., Giuliano C.R. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.35, p.376.
40. Беспалов В.И., Бетин А.А., Кулагина С.Н. и др. - В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах: Сб. научн. трудов. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.44.
41. Hsiung Hsu. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.34, p.855.
42. Соскин М.С., Хижняк А.И. - Квант. электроника, 1980, т.7, с.42.
43. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973.
44. Старунов В.С., Фабелинский И.Л. - УФН, 1969, т.98, с.441.
45. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
46. Ковалев В.И., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзулов Ф.С. - Квант. электроника, 1972, №7, с.78.
47. Asam P., Denfhard P., Kaiser W. - Phys. Lett., 1968, v.27A, N.2, p.78.

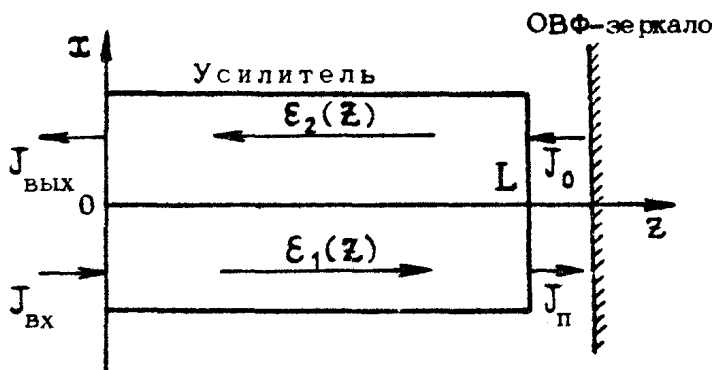
ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ДВУХПРОХОДОВОГО СО₂-УСИЛИТЕЛЯ С ОВФ-ЗЕРКАЛОМ

А.А.Бетин, Д.А.Горячкин, А.И.Дятлов, И.Г.Забродин,
В.П.Калинин, Л.В.Ковальчук, И.А.Комин, С.Н.Кулагина,
С.В.Кулагин, Н.Д.Миловский, О.В.Митропольский,
И.Б.Михайлов, Л.В.Парамонов, И.М.Петрова,
И.А.Романов, В.Е.Шерстобитов

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее важных задач, возникающих на пути улучшения направленности излучения мощных СО₂-лазеров с большим объемом активного вещества, является задача устранения влияния оптических неоднородностей усиливающей среды. Особенно актуальна эта проблема в случае СО₂-лазеров атмосферного давления, работающих в импульсно-периодическом режиме. Оптические неоднородности среды в таких лазерах могут быть обусловлены различными причинами, связанными, например, с периодическим вкладом мощности в ограниченном объеме разрядного промежутка [1, 2] или в результате самовоздействия излучения в активной среде [3-6]. Как правило, эти неоднородности мелкомасштабны и нерегулярным образом изменяются в пространстве и во времени. В этой ситуации методы линейной, оптико-механической адаптивной оптики мало пригодны, и задача компенсации влияния неоднородностей может быть решена лишь с помощью методов управления пространственными характеристиками излучения, основанных на нелинейных волновых процессах. Одним из основных методов, используемых для решения этой задачи, состоит в пропускании излучения с заданной пространственной структурой через СО₂-усилитель и отражении его в

обратном направлении с ОВФ [7] (рис.1). Его использование для твердотельных лазеров в сочетании с простыми и эффективными ОВФ-зеркалами (в основном это ВРМБ-зеркала) позволило в значительной степени решить проблему уменьшения расходимости излучения [8-11]. В частности, в [11] получено рекордное значение осевой яркости излучения в монопulseм режиме работы неодимового лазера.



Р и с. 1. Оптическая схема двухпроходового усилителя с ОВФ-зеркалами

Использование эффекта ОВФ для коррекции волнового фронта излучения CO_2 -лазеров имеет ряд специфических черт, связанных, с одной стороны, с особенностью линейных и нелинейных процессов, сопровождающих распространение излучения по активной среде CO_2 -усилителя (насыщение, взаимодействие встречных волн в объеме усиливающей среды, мелкокомасштабные динамические неоднородности и т.п.). С другой стороны, в диапазоне $\lambda \approx 10$ мкм недостаточно освоены методы ОВФ, развитые для твердотельных лазеров ($\lambda \sim 1$ мкм). В настоящее время эффект ОВФ излучения с $\lambda \approx 10$ мкм реализован только при вырожденном ЧВ волн.

В зависимости от постановки задачи возможны различные подходы к оптимизации режимов работы двухпроходового CO_2 -усилителя с ОВФ-зеркалом. При этом могут быть важными те или иные характеристики системы и различными требованиями к ее элементам. Одним из основных требований к режиму работы, двухпроходового CO_2 -усилителя с ОВФ-зеркалом является компенсация неоднородностей активной среды в условиях преобразования максимально возможной

доли запасенной в усилителе энергии в энергию выходного излучения. Это особенно важно для импульсно-периодических CO_2 -лазеров с большой средней мощностью излучения. Очевидно, что для достижения высокой энергетической эффективности двухпроходового усилителя необходимо насыщение активной среды излучением, отраженным от ОВФ-зеркала. В свою очередь, именно насыщение усиливающей среды приводит к нелинейным искажениям проходящего пучка света и, следовательно, к неточности компенсации aberrаций излучения с помощью ОВФ. Это особенно должно проявляться в CO_2 -лазерах ввиду наличия в них мелкомасштабных динамических неоднородностей среды, которые могут привести к неоднородности поперечного распределения интенсивности проходящего излучения и, вследствие эффекта насыщения, к пространственной модуляции коэффициента усиления активной среды. Ясно, что влияние этих процессов наиболее существенно в условиях, когда распространение прямой и обратной волн в усилителе происходит одновременно, т.е. когда длительность лазерного импульса превышает время пробега света до ОВФ-зеркала и обратно. Это, как правило, реализуется в мощных CO_2 -лазерах, с характерной для них длительностью импульса генерации, превышающей 1 мкс. Кроме того, в этих условиях насыщение активной среды будет сопровождаться уменьшением коэффициента усиления поступающей на вход усилителя слабой волны на пути к ОВФ-зеркалу. Таким образом, требование высокого КПД усилителя оказывается противоречащим требованию большого коэффициента усиления всей системы. При заданном уровне интенсивности выходного излучения $J_{\text{вых}}$ снижение усиления приводит к увеличению интенсивности входного сигнала $J_{\text{вх}}$ и к росту плотности мощности $J_{\text{п}}$ сигнальной волны, падающей на ОВФ-зеркало. Возрастание входного значения $J_{\text{вх}}$ нежелательно, поскольку оно либо ограничивает возможности системы по приему слабых оптических сигналов, либо вызывает трудности в создании эталонного генератора. Кроме того, рост интенсивности сигнальной волны $J_{\text{п}}$ может затруднить осуществление ОВФ с высоким качеством и большим коэффициентом отражения. Это связано с тем, что если ОВФ-зеркало основано на ЧВ волн, то для его работы необходимы опорные волны накачек, интенсивность которых $J_{\text{н}}$, по крайней мере на порядок, должна превышать интенсивность падающей волны $J_{\text{п}}$, а их поперечная структура должна быть однородной. При больших значениях $J_{\text{п}}$ создание источников

мощных волн накачек может значительно усложнить задачу построения всей системы в целом и, возможно, потребует использования для этих целей еще одного двухпроходового усилителя с ОВФ-зеркалом.

Таким образом, для нахождения оптимальных режимов работы системы, состоящей из двухпроходового CO_2 -усилителя и ОВФ-зеркала, необходимо исследовать процесс распространения и взаимодействия встречных волн в объеме активной среды в условиях ее насыщения и с учетом особенностей ОВФ-зеркала. Настоящая работа посвящена как теоретическому, так и экспериментальному исследованию некоторых аспектов этой проблемы. Во втором и третьем разделах аналитически и численно анализируются энергетические и пространственные характеристики излучения на выходе двухпроходового усилителя с идеальным ОВФ-зеркалом в условиях эффекта насыщения активной среды. В четвертом разделе приводятся результаты экспериментального исследования двухпроходового фотоионизационного CO_2 -усилителя с ОВФ-зеркалом. И наконец, в последнем разделе описаны эксперименты, в ходе которых впервые при четырехволновом преобразовании излучения CO_2 -лазера в элегазе получен коэффициент отражения в обращенную волну по энергии, превышающий единицу.

2. РАСЧЁТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХПРОХОДОВОГО УСИЛИТЕЛЯ С ОВФ-ЗЕРКАЛОМ

Пусть на вход усилителя (рис.1) длиной L в плоскости $z=0$ подается излучение с плотностью потока $J_{\text{вх}} = J_1(0)$. Отраженная от ОВФ-зеркала волна E_2 с той же частотой, что и падающая на него волна E_1 , формирует на выходе излучение с интенсивностью $J_{\text{вых}} = J_2(L)$, $J_{1,2}$ - интенсивности прямой (E_1) и обратной (E_2) волн, нормированные на интенсивность поля насыщения. Для простоты считаем, что ОВФ-зеркало осуществляет в пределах своей апертуры идеальное обращение волнового фронта, $E_2(L, \vec{r}_1) = E_1^*(L, \vec{r}_1)$, с постоянным по сечению коэффициентом отражения $R = J_2/J_1$, где $J_1 = J_1(L)$ и $J_0 = J_2(L)$ - интенсивности падающей на зеркало и отраженной от него волн. Анализ усиления встречных волн в двухпроходовом усилителе будем проводить, основываясь на двухуровневой модели активной среды с однород-

но-уширенной линией люминесценции. В рамках этой модели в стационарном случае, когда длительность лазерного импульса превышает времена продольной и поперечной релаксации среды, локальный коэффициент усиления \mathcal{G} связан с интенсивностью J суммарного поля $E = \mathcal{E}_1 \exp[i(\omega t - kx)] + \mathcal{E}_2 \exp[i(\omega t + kx)]$ соотношением

$$\mathcal{G} = \frac{\mathcal{G}_0}{1 + J}, \quad (1)$$

где \mathcal{G}_0 - ненасыщенный инкремент усиления слабой волны. Как показано в [12], такая зависимость хорошо описывает квазистатическое поведение коэффициента усиления в реальной среде CO₂-лазера для длительностей импульса, превышающих 0,5-1 мкс.

В данном разделе рассмотрим следующие энергетические характеристики усилителя: интенсивность излучения на выходе $J_{\text{вых}}$, КПД усилителя η и полный коэффициент усиления $K = J_{\text{вых}}/J_{\text{вх}}$ в зависимости от параметров системы и интенсивности входного сигнала. Расчёты этих характеристик проведем без учёта поперечной структуры встречных волн $\mathcal{E}_{1,2}$, предполагая их плоскими. КПД или энергетическую эффективность двухпроходового усилителя с ОВФ-зеркалом определим как коэффициент использования запасаемой в активной среде мощности, переходящей в мощность выходного излучения. В используемых нами безразмерных переменных величинах η запишется в виде

$$\eta = \begin{cases} (\Delta J_{\text{вых}} + R \Delta J_{\text{вх}}) / \mathcal{E}_0 L & R < 1, \\ (\Delta J_{\text{вых}} + \Delta J_{\text{вх}}) / \mathcal{E}_0 L & R > 1 \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\Delta J_{\text{вх}} = J_1(L) - J_1(0)$ - прирост мощности прямой сигнальной волны \mathcal{E}_1 ; $\Delta J_{\text{вых}} = J_2(0) - J_2(L)$ - соответствующая величина для встречной волны \mathcal{E}_2 . При $R \gg 1$ значение η совпадает с величиной полного квантового выхода усилителя $\eta_{\text{п}} = (\Delta J_{\text{вых}} + \Delta J_{\text{вх}}) / \mathcal{E}_0 L$. Заметим, что при достаточно большом коэффициенте усиления усилителя значения η и $\eta_{\text{п}}$ близки между собой и при любом R могут быть вычислены по формуле: $\eta \approx \eta_{\text{п}} \approx J_{\text{вых}} / \mathcal{E}_0 L$

В дальнейшем рассматриваются два случая, когда встречные волны \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 интерферируют или не интерферируют в объеме усиливающей среды. Последний случай реализу-

ется, если поляризации волн \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 ортогональны или частотный спектр излучения достаточно широк. Как в том, так и в другом случае взаимодействие волн в усилителе обусловлено эффектами насыщения, однако в условиях интерференции существенными могут быть также процессы перераспределения волн на решетке инверсии населенности, образующейся в поле двух интерферирующих в среде встречных лучей.

Для модели активной среды с локальным коэффициентом усиления вида (1) уравнение для интенсивностей встречных волн в усилителе записывается следующим образом

$$+ \frac{dJ_{1,2}}{dx} = \frac{\alpha_0}{2} \frac{\sqrt{(1+J_1+J_2)^2 - 4\gamma_{0,1}J_1J_2} \pm J_1 \mp J_2 - 1}{\sqrt{(1+J_1+J_2)^2 - 4\gamma_{0,1}J_1J_2}} \Gamma_{1,2} \quad (3)$$

где $\gamma_{0,1}$ принимает значения $\gamma_0 = 0$ и $\gamma_1 = 1$ при отсутствии и наличии интерференции встречных волн соответственно. Для уравнений (1) известны два первых интеграла [13], которые позволяют найти связь между интенсивностями прямой и обратной волн в любой плоскости x усилителя. При анализе влияния эффектов насыщения на взаимодействие встречных волн рассмотрим для простоты случай $\Gamma = 0$, учитывая, что в реальных CO_2 -лазерах $\Gamma/\alpha_0 \ll 1$. В условиях интерференции встречных волн связь между их интенсивностями на границах среды $x=0$ и $x=L$ можно найти

$$\alpha_0 L = \rho_n \frac{J_1(L) - A}{J_1(0) - A} + [J_1(L) - J_1(0)] \left[1 + \frac{J_2(L) - A}{J_1(0) - A} \right], \quad (4)$$

$$\alpha_0 L = \rho_n \frac{J_2(0) - A}{J_2(L) - A} + [J_2(0) - J_2(L)] \left[1 + \frac{J_1(L) - A}{J_2(0) - A} \right], \quad (5)$$

$$[J_1(0) - A][J_2(0) - A] = A. \quad (6)$$

где $2A = 1 + J_1 + J_2 - \sqrt{(1+J_1+J_2)^2 - 4J_1J_2}$ — инвариантная величина, которую удобно выразить через значения интенсивностей волн в плоскости $x=L$, связанных между собой через коэффициент отражения ОВФ-зеркала, $J_2(L) = R J_1(L)$. В зависимости от постановки задачи могут считаться заданными либо интенсивность на входе усилителя $J_{\text{вх}} = J_1(0)$, либо на его выходе $J_{\text{вых}} = J_2(0)$. При этом требуется определить соответственно $J_{\text{вых}}$ или $J_{\text{вх}}$. При расчетах по формулам (4), (5), если задано $J_{\text{вх}}$, сначала из уравнения (3) находится интенсивность волны, падающей на ОВФ-зеркало.

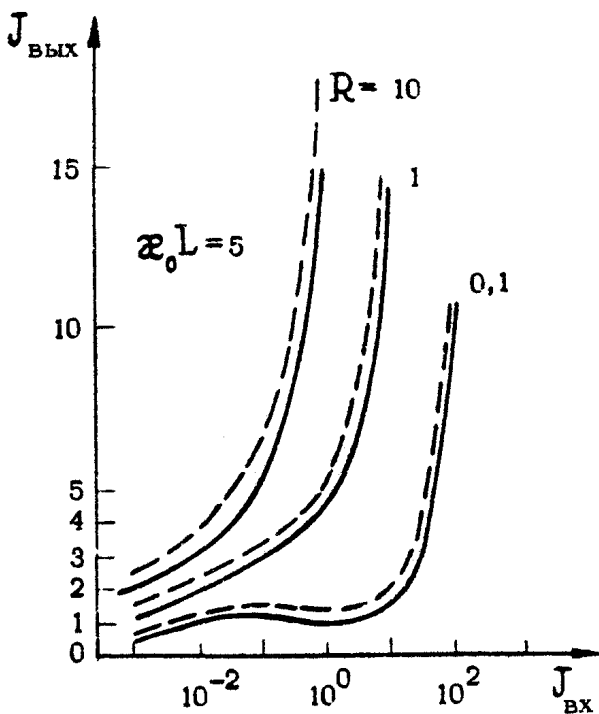
$J_n = J_1(L)$, а после этого из (6) определяется величина интенсивности на выходе $J_{\text{вых}}$. В другом случае, когда задается величина $J_{\text{вых}}$, из уравнения (5) определяется J_n , а далее из (6) вычисляется значение интенсивности входного сигнала $J_{\text{вх}}$. После этого легко находятся коэффициенты усиления прямой и обратной волн, $G_1 = J_1(L)/J_1(0) = J_n/J_{\text{вх}}$ и $G_2 = J_2(0)/J_2(L) = J_{\text{вх}}/J_0$, энергетическая эффективность системы η и т.д.

В условиях отсутствия интерференции инвариантной величиной является произведение потоков мощностей двух волн, $J_1 J_2 = \text{const}$, откуда сразу следует равенство коэффициентов усиления встречных волн $G_1 = G_2 = G$. Связь между $J_{\text{вх}}$ и $J_{\text{вых}}$ в этом случае находится из одного трансцендентного уравнения

$$\ln G = \alpha_0 L - [J_2(0) - J_2(L)] - [J_1(L) - J_1(0)] \quad (7)$$

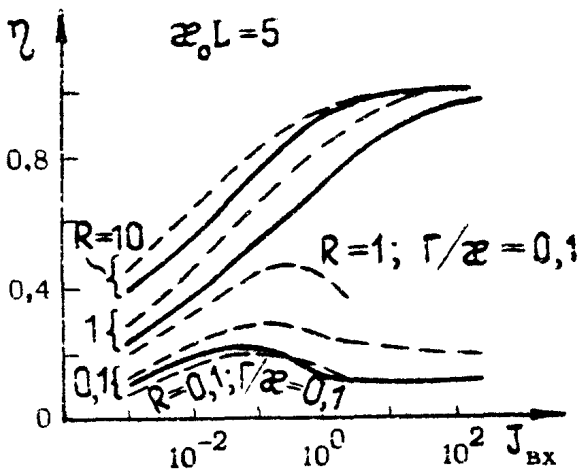
Используя равенства $J_2(0) = G^2 R J_1(0)$ и $J_2(L) = R J_1(L)$, из (7) можно получить уравнение для коэффициента усиления G при заданных значениях $J_{\text{вх}}$ или $J_{\text{вых}}$.

Результаты численных расчетов, выполненных по формулам (4)–(7), представлены на рис. 2, 3, показывающих зависимость выходной интенсивности $J_{\text{вых}}$ и КПД усилителя η от уровня интенсивности входного сигнала. Интерференция прямой и обратной волн в объеме активной среды ухудшает энергетические характеристики двухпроходowego усилителя по сравнению со случаем отсутствия интерференции. Это связано с уменьшением полного коэффициента усиления двухпроходowego усилителя в условиях интерференции встречных волн в двухуровневой среде, уменьшение, в свою очередь, обусловлено, с одной стороны, снижением эффективности отбора энергии от активной среды излучением, имеющим модулированное в пространстве с масштабом $\lambda/2$ распределение интенсивности суммарного поля. С другой стороны, процесс перерасеяния встречных волн друг в друга на наводимой ими решетке инверсии населенности сопровождается перекачкой некоторой доли мощности из слабой волны в более сильную волну. Для сильной волны добавка этой доли мощности может быть незаметна, однако для слабой волны этот эффект может приводить к существенному уменьшению ее коэффициента усиления [14].



Р и с. 2. Зависимость интенсивности излучения на выходе двухпроходового усилителя от уровня входного сигнала с учетом интерференции (сплошная кривая) и без учета интерференции (пунктирная кривая) встречных волн при различных значениях коэффициента отражения ОВФ-зеркала для $x_0 L = 5$

Характерной особенностью кривых, изображенных на рис.2,3, является их немонотонность при $R < 1$. Наличие максимума энергетической эффективности обусловлено тем, что при $R < 1$ часть запасенной в усилителе энергии безвозвратно теряется при отражении от ОВФ-зеркала. В этом смысле влияние потерь излучения при отражении от ОВФ-зеркала аналогично действию не равного нулю нерезонансного поглощения ($\Gamma \neq 0$). Естественно, что при $\Gamma \neq 0$ зависимость η от $J_1(0)$ носит немонотонный характер при любых R (см. рис.3). При некотором значении $J_{вх} = J_{вх(1)}$ выходная интенсивность при $R < 1$ имеет локальный максимум. Величина $J_{вх(1)}$ соответствует такому входному



Р и с. 3. Зависимость КПД двухпроходового усилителя η от интенсивности входного сигнала с учетом интерференции (сплошная кривая и без учета интерференции (пунктирная кривая) встречных волн при $R = 0,1; 1,0; 10,0$ для $x_0 L = 5$

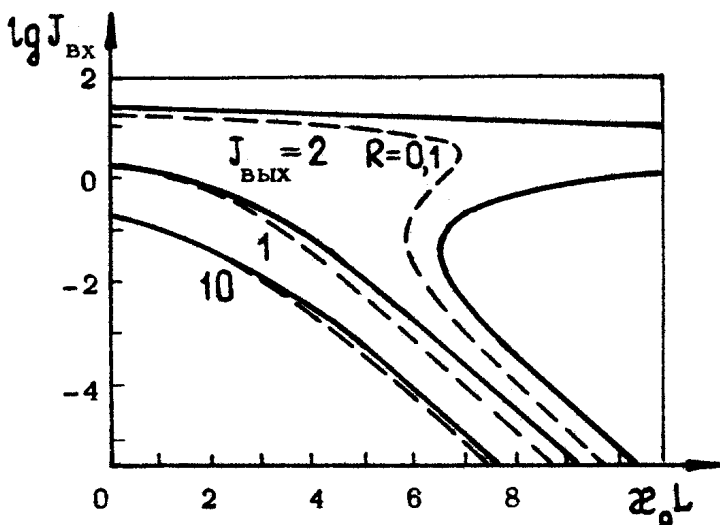
сигналу, при котором интенсивность излучения, прошедшего через ОВФ-зеркало (теряемого системой), оказывается сравнимой с интенсивностью насыщения. Убывание $J_{\text{вых}}^{(1)}$ при $J_{\text{вх}} > J_{\text{вх.опт}}$ связано с тем, что уменьшение полного коэффициента усиления вследствие эффекта насыщения не компенсируется ростом входного сигнала. Дальнейший рост $J_{\text{вых}}$ при больших входных сигналах ($J_{\text{вх}} > 1$) связан просто с линейным отражением от ОВФ-зеркала в условиях практически полного насыщения усиливающей среды.

Для характеристики усиления двухпроходового усилителя удобно ввести параметр $S = \ln G_1 G_2 / 2x_0 L$, соответствующий отношению инкремента нарастания волн в условиях насыщения к его ненасыщенному значению. В случае отсутствия интерференции, как следует из формулы (7), параметр S простой формулой связан с величиной полного квантового выхода усилителя:

$S = 1 - \eta_n$. Поскольку величина η_n при $GR \gg 1$ близка к энергетической эффективности усилителя η , то, пользуясь в этом случае приближенным соотношением $S \approx 1 - \eta$, легко оценивать уменьшение коэффициента усиления двухпроходового усилителя при достижении того или иного значения

η . Соотношение $S \approx 1 - \eta$ наглядно показывает противоречивость требования одновременного получения высокого усиления и высокой энергетической эффективности.

Представляет также интерес такая постановка задачи, при которой задана интенсивность выходного излучения $J_{\text{Вых}}$ и требуется определить необходимое для ее достижения значение входного сигнала $J_{\text{Вх}}$. Зависимости $J_{\text{Вх}}$ от $\varphi_0 L$ при различных R для $J_{\text{Вых}} = 2$ изображены на рис.4; видно, что при $R < 1$ усилитель может работать в таких режимах, при которых заданное значение $J_{\text{Вых}}$ может быть получено при трех различных значениях $J_{\text{Вх}}$. Наименьшее из них соответствует минимальной интенсивности сигнальной волны, падающей на ОВФ-зеркало.



Р и с. 4. Зависимость интенсивности входного сигнала от $\varphi_0 L$ при постоянной выходной интенсивности $J_{\text{Вых}} = 2$ с учетом интерференции (сплошная кривая) и без учета интерференции (пунктирная кривая) при коэффициенте отражения $R = 0,1; 1,0; 10,0$

Наличие максимумов в зависимостях интенсивности выходного излучения $J_{\text{Вых}}$ и энергетической эффективности η от интенсивности входного сигнала в случае $R < 1$ или $\Gamma \neq 0$ показывает, что существуют и могут быть реализованы оптимальные режимы работы двухпроходowego уси-

лителя с ОВФ-зеркалом, однако соответствующий им уровень входного сигнала $J_{вх} = J_{вх\text{ опт}}^{(1),(2)}$ достаточно высок, а интенсивность сигнальной волны после прохождения усилителя в прямом направлении оказывается сравнимой с интенсивностью насыщения. Поэтому достижение таких оптимальных режимов возможно только тогда, когда источник входного сигнала обеспечивает $J_{вх} \approx J_{вх\text{ опт}}^{(1),(2)}$ и, кроме того, интенсивность волны, падающей на ОВФ-зеркало, не ограничена сверху какими-либо условиями. Например, это возможно, если ОВФ-зеркало основано на эффекте ВРМБ. Однако, как уже отмечалось во введении, если ОВФ-зеркало реализовано за счёт 4-волнового параметрического взаимодействия волн, то для получения больших коэффициентов отражения и высокого качества ОВФ интенсивность падающей $J_{п}$ и отраженной $J_{о}$ волн должна быть много меньше интенсивности накачек: $J_{1,2}(L) \ll J_{н}$. Таким образом, всегда существует некоторая величина интенсивности входного сигнала $J_{вх} = J_{вх\text{ м}}$, либо равная $J_{вх\text{ опт}}^{(1)}$ или $J_{вх\text{ опт}}^{(2)}$, либо определяемая из условия $J_{1,2}(L) \ll J_{н}$, либо просто ограниченная сверху некоторым максимальным значением интенсивности волны, поступающей на вход усилителя. Возможность самовозбуждения усилителя накладывает также условие на его ненасыщенный коэффициент усиления: $\mathcal{E}_0 L < (\mathcal{E}_0 L)_{\text{max}}$. В пределах указанных ограничений ($J_{вх} < J_{вх\text{ м}}$ и $\mathcal{E}_0 L < (\mathcal{E}_0 L)_{\text{max}}$) зависимости на рис.2-4 позволяют определить те значения параметров системы и интенсивность входного сигнала $J_{вх}$, при которых можно получить требуемую выходную интенсивность излучения $J_{вых}$ и соответствующий ей КПД усилителя η , а также найти предельно достижимые значения этих величин.

В случае, когда прямая волна \mathcal{E}_1 в любой плоскости χ мала в сравнении с полем насыщения, из уравнения (1) можно получить более простые приближенные формулы для расчетов. При $J_1(\chi) \ll 1$ коэффициент усиления встречной волны \mathcal{E}_2 практически не зависит от волны \mathcal{E}_1 и записывается в виде ($\Gamma/\mathcal{E}_0 \ll 1$)

$$\ln \mathcal{E}_2 = (\mathcal{E}_0 - \Gamma)L - \left(1 - \frac{\Gamma}{\mathcal{E}_0}\right) [J_2(0) - J_2(L)]. \quad (8)$$

В отсутствие интерференции взаимодействующих волн $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$, а при ее учете коэффициент усиления слабой волны \mathcal{E}_1 определяется из выражения

$$\ln G_1 = \ln G_2 \frac{1 + J_2(L)}{1 + J_2(0)} + \frac{\Gamma}{x_0} \ln G_2 - \Gamma \left(1 - \frac{\Gamma}{x_0}\right) L \quad (9)$$

или при $\Gamma = 0$ и $J_2(L) \ll 1$ $G_1 = G_2 / [1 + J_2(0)]$. Соотношения (8), (9) оказываются удобными для приближенных расчетов энергетических характеристик CO_2 -усилителей с реализованными в настоящее время в этом диапазоне длин волн 4-волновыми ОВФ-зеркалами.

В качестве примера сделаем оценки для усилителя с $x_0 L = 8$, $\Gamma/x_0 = 0,1$ и 4-волновым зеркалом, в котором интенсивность волн накачек J_H равна определенному значению, например $J_H = 0,1$. Предположим, что интенсивность сигнальной и обращенной волн в плоскости ОВФ-зеркала не превышает некоторой величины αJ_H , $J(L)_{1,2} \leq \alpha J_H$ ($\alpha = 0,1$). Отсюда следует, что интенсивность излучения на выходе усилителя также ограничена:

$$J_{\text{вых}} \leq J_{\text{вых} \text{ м}} = \begin{cases} G_2 \alpha J_H, & R \geq 1, \\ G_2 R \alpha J_H, & R \leq 1 \end{cases}$$

Поскольку в рассматриваемом случае $J_1(x) \ll 1$, то для вычисления G_2 воспользуемся формулой (8), где можно пренебречь величиной $J_2(L) \ll J_2(0)$. Тогда наибольшее значение выходной интенсивности излучения, которое может быть получено в данном двухпроходовом усилителе при $R \geq 1$, равно $J_{\text{вых} \text{ м}} = 1,82$, а соответствующая энергетическая эффективность $\eta = 0,23$.

Таким образом, из результатов расчета видно, что в двухпроходовом усилителе с коэффициентом отражения ОВФ-зеркала близким к единице можно достичь достаточно высоких значений интенсивности выходного излучения $J_{\text{вых}} \geq 1$ и энергетической эффективности $\eta \approx 0,3$. Для сравнения приведем оценку КПД идеального генератора [15], который может быть построен с использованием усилителя с $\Gamma/x_0 = 0,1$:

$$\eta_{\text{ген}} = (1 - \sqrt{\Gamma/x_0})^2 \approx 0,5.$$

3. ВЛИЯНИЕ НАСЫЩЕНИЯ СРЕДЫ НА СТЕПЕНЬ КОМПЕНСАЦИИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В УСИЛИТЕЛЕ

Для эффективного съема инверсии в двухпроходном усилителе, работающем в режиме компенсации неоднородности активной среды с помощью ОВФ-зеркала, необходимо, чтобы интенсивность выходного излучения превышала интенсивность поля насыщения. При наличии в активной среде достаточно мелкомасштабных неоднородностей плоская волна, поступающая на вход усилителя, может приобрести существенные амплитудные искажения уже в объеме усиливающей среды. В этом случае распространяющаяся навстречу, отраженная от ОВФ-зеркала интенсивная волна, имеющая пространственно-неоднородное распределение интенсивности, будет вызывать дополнительную модуляцию коэффициента усиления активной среды. В этих условиях даже идеальное ОВФ-зеркало уже не обеспечит полной компенсации первоначальных неоднородностей усиливающей среды.

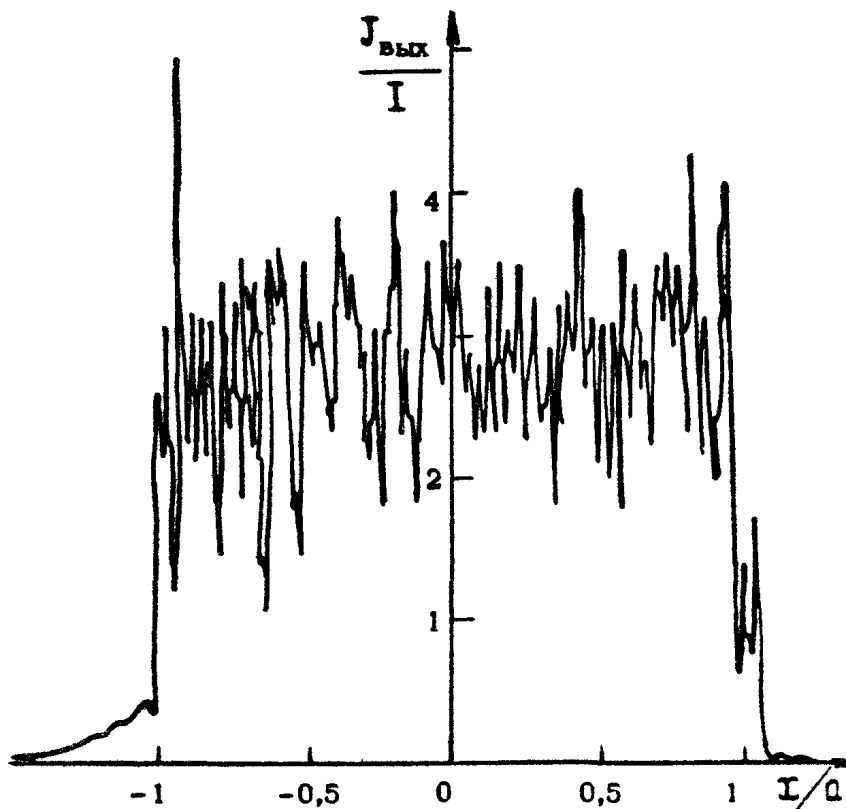
В данном разделе анализ влияния мелкомасштабных неоднородностей усилителя на формирование пространственной структуры выходного излучения в условиях насыщения проводится численными методами. Расчеты выполнены в квазиоптическом приближении для двумерной модели усилителя (в координатах τ, χ).

Как это часто делают в аналогичных случаях [16], разобьем активную среду на слои, действие каждого из которых будем заменять введением амплитудно-фазового экрана с гауссовой статистикой и гауссовой функцией корреляции фазы излучения φ , прошедшего через l -й экран: $\varphi_l(\tau_1, \tau_2) = \overline{\varphi(\tau_1) \varphi(\tau_2)} = \sigma_l^2 \exp[-(\tau_1 - \tau_2)^2 / \rho_{0l}^2]$. Интерференция встречных волн не учитывалась, т.е. коэффициент усиления экрана предполагался в виде $K_l = \exp\{2\Delta\chi / [1 + J_0(\tau, \chi) + J_2(\tau, \chi)]\}$. Для описания распространения излучения между экранами использовалось разложение по плоским волнам, осуществляемое с помощью процедуры быстрого Фурье-преобразования. Расстояние $\Delta\chi$ между экранами (длина слоя) выбиралась достаточно малым, так, чтобы коэффициент усиления на длине слоя был мал в сравнении с единицей: $2\Delta\chi \ll 1$, и, кроме того, $\pi \rho_{0l}^2 / \lambda \Delta\chi \gg 1$. Последнее условие означает, что в промежутке между экранами не происходит преобразования фазовых искажений в амплитудные. Масштаб неоднородностей

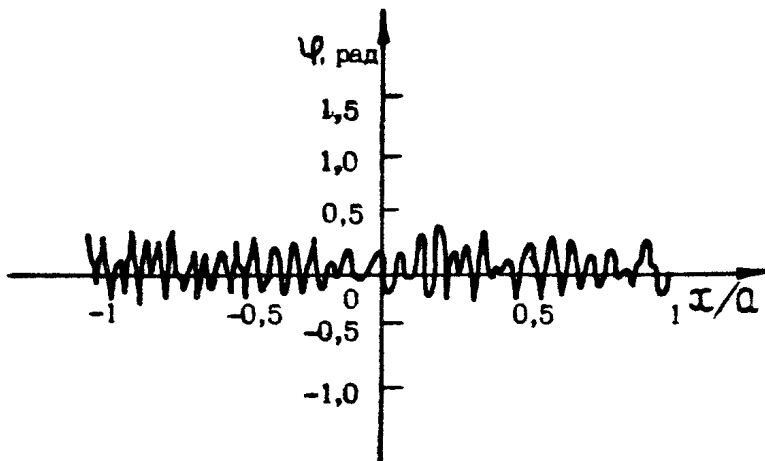
изменялся в пределах $\rho_0/\alpha = (0,5 \pm 5) \cdot 10^{-2}$, где α — радиус входного пучка. Ненасыщенный инкремент усиления считался $\mathcal{E}_0 L = 6$, и коэффициент отражения ОВФ-зеркала $R = 1$. Число экранов выбиралось равным 18, а величины дисперсии фазы $\sigma^2 = 0,028$. Неоднородности такого характера могут возникать в электроионизационных CO_2 -лазерах с длительностью импульса генерации в десятки микросекунд [6]. Размеры амплитудно-фазовых экранов в полтора-два раза превышали размер исходного плоского пучка, подаваемого на вход усилителя, так что дифракция на краях этих экранов была несущественна. Интенсивность входного сигнала варьировалась от 10^{-4} до 10^{-1} в единицах поля насыщения.

Из результатов расчетов следует, что при наличии неоднородностей активной среды степень восстановления исходной плоской волны зависела от $\mathcal{I}_{вх}$. Задавая $\rho/2\alpha = 0,015$ и выбирая длину среды L , соответствующую числу Френеля $N = \alpha^2/\lambda L = 314$, получим, что при слабом входном сигнале $\mathcal{I}_{вх} = 10^{-4}$, когда насыщение среды невелико, наблюдается достаточно хорошее восстановление амплитуды и фазы плоской волны на выходе усилителя. Это происходило несмотря на то, что в плоскости ОВФ-зеркала распределение интенсивности излучения было сильно изрезано, а среднеквадратичная флуктуация фазы превышала 2 рад. При увеличении входного сигнала до 10^{-2} , когда даже в плоскости ОВФ-зеркала, где суммарная интенсивность минимальна, отдельные выбросы интенсивности падающего на ОВФ-зеркало излучения достигали 0,7, степень коррекции искажений, вносимых фазовыми экранами, падала и распределения интенсивности и фазы излучения на выходе усилителя становились существенно неоднородными (рис.5 а,б).

На рис.6 приведена зависимость угла $\theta_{0,9}$, в котором содержится 90% мощности выходного излучения, от радиуса корреляции ρ_0 , построенная для различных интенсивностей входного сигнала (кривые 1 — 3). Эти кривые построены после усреднения результатов расчетов для различных реализаций случайных экранов с одной и той же величиной дисперсии $\sigma^2 = 0,028$. Расчеты показывают, что величина $\theta_{0,9}$ может существенно превышать дифракционный предел, если средняя интенсивность на выходе усилителя $\mathcal{I}_{вых}$ превышает интенсивность поля насыщения. Для кривых 1-3 (см.рис.6) среднее значение выходной интенсивности составляет соответственно $\mathcal{I}_{вых} = 2,9; 2,3; 1,2$. Особенно сильно эффект не-

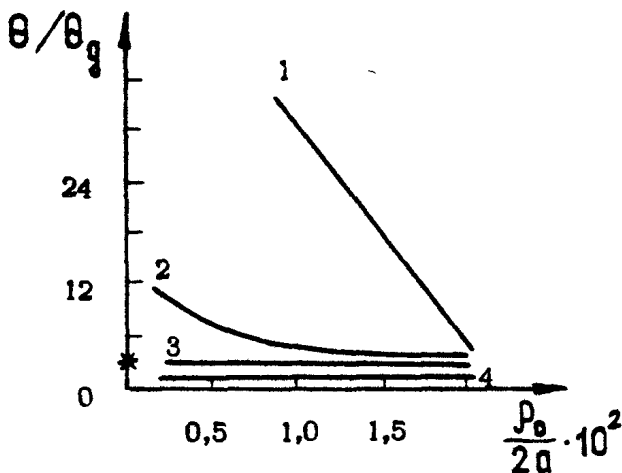


а)



б)

Р и с.5. Поперечное распределение интенсивности (а) и фазы (б) излучения на выходе двухпроходowego усилителя для $I_{\text{вых}} = 10^{-2}$



Р и с. 6. Зависимость угловой расходимости θ по уровню 0,9 (кривые 1-3) и 0,7 (кривая 4) полной мощности выходного излучения от радиуса корреляции ρ_0 для различных входных сигналов: 1 - $J_{\theta x} = 10^{-2}$, 2 - $J_{\theta x} = 10^{-3}$, 3 - $J_{\theta x} = 10^{-4}$, 4 - $J_{\theta x} = 10^{-4} - 10^{-2}$

полной компенсации проявляется в области малых масштабов неоднородностей активной среды. Это связано с тем, что при уменьшении размера неоднородности ρ_0 расстояние, на котором фазовые искажения переходят в амплитудные, уменьшается и сравнивается с длиной области усилителя, где существенно проявляются эффекты насыщения.

Интересно отметить, что в угле $\theta_{0,7}$ по уровню 0,7 выходной мощности наблюдается практически полное восстановление ширины диаграммы направленности (кривая 4 на рис.6). Это обусловлено тем, что в рассматриваемом нами случае малых дисперсий фазы отдельных экранов неоднородности, отвечающие за пространственные компоненты излучения, распространяющиеся в пределах угла $\theta_{0,7}$, имеют такой масштаб, что искажения, вносимые ими, не успевают перейти в амплитудные на длине усилителя.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХПРОХОДОВОГО CO_2 -УСИЛИТЕЛЯ С ОВФ-ЗЕРКАЛОМ

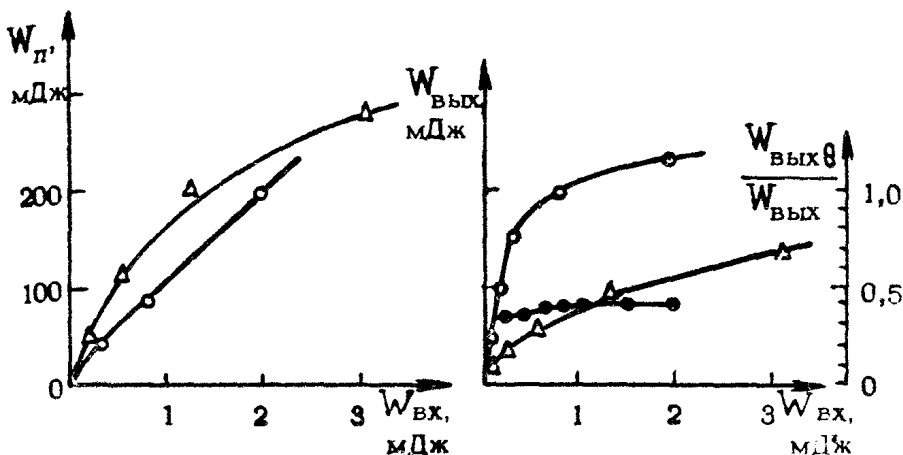
В качестве задающего генератора использовался импульсный фотоионизационный CO_2 -лазер, смесь 1:1:2, давление $p \approx 1$ атм, резонатор был образован глухим зеркалом ($R = 12$ м) и дифракционной решеткой (100 штр/мм). Селекция поперечных мод осуществлялась круглой диафрагмой диаметром 14 мм. Излучение на выходе генератора имело следующие параметры: длительность импульса $t_{0,5} = 150$ нс, $t = 1$ мкс, энергия до 0,3 Дж, диаметр пучка по уровню e^{-1} от интенсивности на оси 3,3 мм, расходимость $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Проходя кювету с элегазом (SF_6) и рабочей длиной 16 мм и отражаясь во встречном направлении плоским зеркалом, световой пучок генератора образовывал две встречные волны накачки. Сигнальная волна ответвлялась от основного излучения генератора соляным клином, ослаблялась при необходимости калиброванными фильтрами из CaF_2 и другим соляным клином подавалась на вход фотоионизационного CO_2 -усилителя. Длина его активной среды 2 м, апертура 28×30 мм². Расходимость сигнальной волны после прохождения усилителя возрастала до $5 \cdot 10^{-3}$ рад. Сферическим зеркалом усиленная сигнальная волна под углом 2° к попутному с ней пучку накачки направлялась в кювету с SF_6 . Оптическая задержка между ними равнялась удвоенной длине резонатора генератора. В результате ЧВ в кювете с SF_6 возбуждалась обращенная волна, распространяющаяся во встречном по отношению к исходной сигнальной волне направлении. Поперечное распределение интенсивности усиленной обращенной волны, регистрируемое визуализатором ВИ-1, воспроизводило пространственную структуру излучения генератора*.

Для анализа энергетических характеристик двухпроходового усилителя калориметрами ИМО-2 измерялась энергия сигнальной волны на входе в усилитель ($W_{\text{вх}}$) и после усиления ($W_{\text{п}}$). Измерялась также полная энергия обращенной волны на выходе системы $W_{\text{вых}}$ и доля ее энергии

* Эффе́кт ОВФ отчетливо наблюдался, когда на пути сигнальной волны перед кюветой с SF_6 располагались неоднородная соляная пластинка, вносящая в пучок равномерную расходимость $\theta = 2 \cdot 10^{-2}$ рад, и линза, фокусирующая излучение внутрь кюветы с элегазом.

$W_{\text{вых}\theta}$, сосредоточенная в пределах угла $\theta = 3 \cdot 10^{-3}$ рад. Зная радиусы пучков, мы вычисляли соответствующие значения плотности энергии $\mathcal{W}_{\text{вх}}$, $\mathcal{W}_{\text{п}}$ и $\mathcal{W}_{\text{вых}}$.

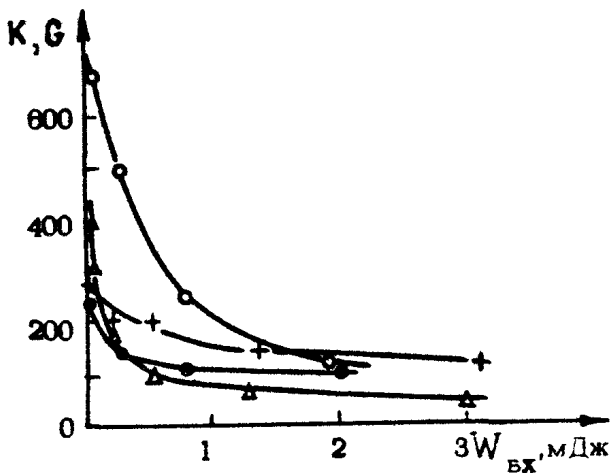
Исследование энергетических характеристик двухпроходowego CO_2 -усилителя было проведено на двух линиях: 10 P 14 и 10 R 18. Измерения показали, что с ростом энергии сигнальной волны на входе $W_{\text{вх}}$ монотонно увеличивается ее энергия после усилителя $W_{\text{п}}$ и энергия отраженной волны на выходе системы $W_{\text{вых}}$ (рис.7,8).



Р и с.7. Зависимость энергии сигнальной волны после усилителя от энергии входного излучения: Δ - 10 R 18, \circ - 10 P 14

Р и с.8. Зависимость энергии излучения на выходе двухпроходowego CO_2 -усилителя (Δ - 10 R 18, \circ - 10 P 14) и доли энергии выходного излучения, идущей в угол $\theta = 3 \cdot 10^{-3}$ рад, $W_{\text{вых}\theta}$ (\bullet - 10 P 14) от энергии сигнала на входе

Как видно из графиков, эффект насыщения усилителя проявлялся весьма заметно. Действительно, с ростом энергии сигнальной волны коэффициент усиления за один проход $G_1 = \mathcal{W}_{\text{п}} / \mathcal{W}_{\text{вх}}$ уменьшался с 280 до 90 на линии 10 R 18 и с 250 до 100 на линии 10 P 14 (рис.9). Отметим также, что замедление роста выходной энергии было обусловлено не только насыщением активной среды, но и уменьшением коэффициента отражения ОВФ-зеркала при увеличении



Р и с.9. Зависимость коэффициента усиления CO_2 -усилителя за один проход (+ - $10 \text{ R } 18$, ● - $10 \text{ P } 14$) и полного коэффициента усиления двухпроходового CO_2 -усилителя с ОВФ-зеркалом (Δ - $10 \text{ R } 18$, ○ - $10 \text{ P } 14$) от энергии входного излучения

плотности энергии падающей на него сигнальной волны. Поведение полного коэффициента усиления реализованного нами двухпроходового CO_2 -усилителя с ОВФ-зеркалом $K = W_{\text{вых}} / W_{\text{вх}}$ изображено на рис.9. Максимальное значение величины K при слабом сигнале на входе в усилитель ($W_{\text{вх тил}} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Дж) составило около 700 на линии $10 \text{ P } 14$ и 450 на линии $10 \text{ R } 18$.

Измерение доли энергии выходного излучения $W_{\text{вых}\theta}$, идущей в угол $\theta = 3 \cdot 10^{-3}$ рад, показало, что эта величина также монотонно растет и насыщается с ростом входного сигнала, а ее отношение к полной энергии $W_{\text{вых}}$ остается практически постоянным, $W_{\text{вых}\theta} / W_{\text{вых}} = 0,4$ (см.рис.7). Заметим, что измерение соответствующей величины для излучения задающего генератора дало вдвое большее значение, равное 0,8.

В заключение укажем, что на основе использованного нами CO_2 -усилителя ранее был создан генератор, излучающий в пучке сечением около $6-8 \text{ см}^2$ с расходимостью $5 \cdot 10^{-3}$ рад энергию, равную 10-20 Дж. При этом яркость

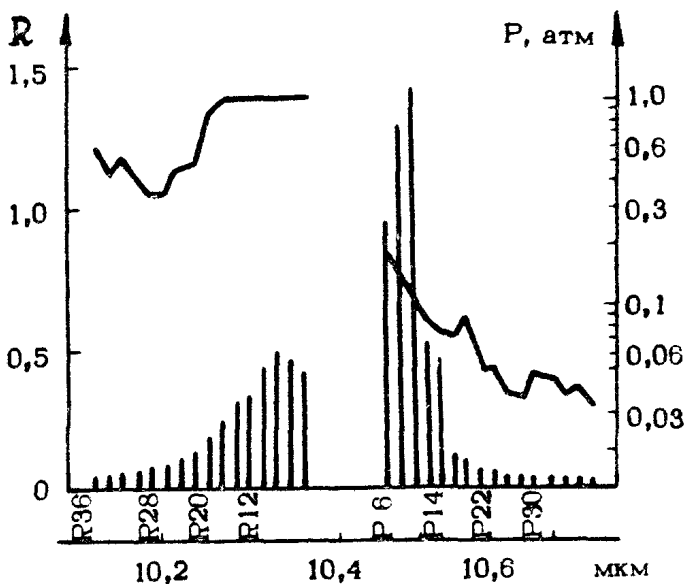
этого излучения оказывается примерно на порядок меньше достигнутой нами яркости излучения на выходе реализованного нами двухпроходowego усилителя с ОВФ-зеркалом.

5. ОВФ ИЗЛУЧЕНИЯ CO_2 -ЛАЗЕРА В ЭЛЕГАЗЕ С БОЛЬШИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ОТРАЖЕНИЯ

В данном разделе работы приводятся результаты экспериментального исследования эффективности процесса вырожденного ЧВ в SF_6 для различных линий излучения CO_2 -лазера в Р- и R-ветвях колебательно-вращательного спектра молекулы CO_2 . В эксперименте использовался фотоионизационный CO_2 -лазер атмосферного давления с активным объемом $30 \times 30 \times 1000 \text{ мм}^3$, и перестройкой частоты излучения с помощью дифракционной решетки (100 штр/мм). В пучке диаметром 28 мм в зависимости от линии генерации энергия излучения составляла 4–8 Дж, угловая расходимость по уровню 0,5 энергии – 0,8 мрад. Длительность импульса $t_{0,5} = 100 \text{ нс}$ и по основанию 1 мкс.

Излучение лазера с помощью клина из ZnSe расщеплялось на три пучка. Два из них с примерно равной энергией (отношение 0,8:1,0) использовались в качестве пучков накачки и направлялись в кювету с элегазом навстречу друг другу. Коллинеарность накачек контролировалась с точностью 0,3 мрад. Клином из ZnSe часть 3-го пучка с энергией 0,15 Дж отводилась для формирования сигнальной волны, которая направлялась в кювету под углом 4° к направлению накачек. Оптические пути сигнальной волны и волн накачек совпадали. Длина области взаимодействия пучков в элегазе составляла 13 мм. Энергия сигнального W_p и обращенного W_0 пучков определялись по показаниям калориметров.

Экспериментальная зависимость энергетического коэффициента отражения $R = W_0 / W_p$ от длины волны излучения лазера в пределах полосы 10 мкм колебательно-вращательного спектра молекулы CO_2 представлена на рис.10. Для каждой линии приведены максимальные значения R , полученные при вариации давления газа в кювете в пределах от $5 \cdot 10^{-3}$ до 1 атм. Здесь же приведены оптимальные давления элегаза P в данной кювете для каждой спектральной линии излучения. Для линий R6 – R16 коэффициент отражения монотонно возрастал при увеличении давления



Р и с. 10. Экспериментальная зависимость энергетического коэффициента отражения в обращенную волну и оптимального давления элегаза в кювете от длины волны излучения CO_2 -лазера

вплоть до 1 атм и оптимальное давление, по-видимому, должно быть выше атмосферного.

Из рисунка видно, что оптимальное давление элегаза мало (20–35 мм рт.ст.) в области сильного поглощения SF_6 (линии Р 20–Р 24) и резко возрастает при переходе в коротковолновую область спектра, где поглощение излучения в газе мало. Для линий R 20–R 36 наблюдалось снижение величины ρ , что объясняется 2-й полосой поглощения SF_6 в области 10,05–10,25 мкм и спадом энергии генерации лазера на краю ветви. Максимальный коэффициент отражения был получен на линиях Р 8 и Р 10 и составлял величину 1,7 и 2,0 соответственно. При снятии зависимости коэффициента отражения от длины волны излучения лазера тщательной настройки оптической схемы не проводилось и поэтому приведенные на рисунке значения несколько ниже максимальных, достигнутых в других экспериментах.

Для линий P_{18-22} , на которых коэффициент усиления активной среды лазера максимален, значения R оказались небольшими (5–10%). В то же время ясно, что увеличение коэффициента отражения на этих линиях может быть полезным с точки зрения повышения эффективности работы двухпроходowego усилителя с ОВФ-зеркалом. Нам удалось увеличить коэффициент отражения до 18–22% при использовании кюветы с зазором 0,8 мм, что соответствовало длине взаимодействия пучков 1,4 мм. Оптимальное давление газа в этом случае составляло 550–600 мм рт.ст. С помощью многосекционного болометрического приемника с концентрическими приемными площадками была измерена энергетическая расходимость взаимодействующих пучков при работе генератора на линии P_{10} . Полуширина углового распределения по энергии обращенной волны составила 1,2 мрад и превысила расходимость излучения генератора в 1,4 раза. Было также замечено, что расходимость волн накачки увеличивается с 0,8 до 0,95 мрад при прохождении пучка через пустую кювету и до 1,1 мрад при прохождении через кювету с элегазом.

Л и т е р а т у р а

1. Готов Е.П., Данилычев В.А., Круглый А.Е. и др. – Квант. электроника, 1978, т.5, с.1924.
2. Баранов В.Ю., Любимов Б.Я., Низьев В.Г., Пигульский С.В. – Квант. электроника, 1979, т.6, с.184.
3. Roberts S.A., Lambertson H.M. – J.Phys.D. Appl. Phys., 1980, v.13, p.1383.
4. Васильев Л.А., Галушкин М.Г., Серегин А.М., Чебуркин Н.В. – Квант. электроника, 1981, т.8, с.1987.
5. Выслоух В.А., Огнев Л.И. – Квант. электроника, 1981, т.8, с.1214.
6. Димаков С.А., Малахов Л.М., Шерстобитов В.Е., Яшуков В.П. – Тезисы III Всесоюз. конф. "Оптика лазеров - 1982". Л.: ГОИ, 1982, с.87.
7. Носач О.Ю., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзулов Ф.С. – Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, с.617.
8. Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. – Квант. электроника, 1980, т.7, с.2035.
9. Калинина А.А., Любимов В.В., Носова Л.В., Орлова И.Б. – Квант. электроника, 1979, т.6, с.2269.

10. Горлапов А.В., Гришманова Н.И., Свенцицкая И.А., Соловьев В.Д. - Квант. электроника, 1982, т.9, с.415.
11. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. - Квант. электроника, 1979, т.6, с.2031.
12. Milloni P.W., Paxton A.H. - J.Appl.Phys., 1978, v.49, p.1012; Milloni P.W., Appl.Opt., 1977, v.16, p.2794.
13. Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977.
14. Миловский Н.Д., Попова Л.Л. - Изв.вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №5, с.565.
15. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.
16. Siegman A.E., Sciclas E. - Appl.Opt., 1975, v.14, N8, p.1875.

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В АКУСТИКЕ

Ф.В.Бункин, Д.В.Власов, Ю.А.Кравцов

Данная работа посвящена исследованию физических механизмов, позволяющих реализовать ОВФ в акустике [1], и практических приложений звуковых ОВФ-зеркал. Ультразвук на частотах от единиц герц до гигагерц в настоящее время широко применяется в технике, технологической обработке материалов, медицине, океанологии и т.д. Для большинства реальных практических приложений звуковые ОВФ-зеркала с высоким КПД и большими коэффициентами усиления открывают новые перспективы и возможности. Кроме этого, "волшебные" свойства ОВФ-зеркал позволяют наметить также совершенно новые области приложения ультразвуковых приборов, которые также будут рассмотрены в настоящей статье.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ РЕАЛИЗАЦИИ ОВФ В АКУСТИКЕ

Применение ОВФ-зеркал в акустике предъявляет самые разнообразные требования к их конструкции, полосе частот, габаритам, коэффициенту усиления. Поэтому перед тем, как анализировать различные конкретные физические механизмы реализации ОВФ, целесообразно провести общий анализ возможностей реализации ОВФ в акустике.

Прежде всего заметим, что для акустики самым простым механизмом получения обращенной волны представляется построение многоэлементных антенн с возможностью управления фазами в различных каналах. Управление эле-

ментами может осуществляться как в аналоговом, так и в цифровом режимах. Такие схемы исследовались в основном применительно к задачам радиолокации, но очевидным образом они могут быть применены и к акустическим задачам. Хотя такие системы могут быть реализованы на практике, технологически они чрезвычайно громоздки и, как правило, не обладают необходимым быстродействием, поскольку фактически речь идет об оцифровке и переизлучении акустического изображения или же о достаточно сложной аналоговой обработке сигналов с различных элементов антенны. Такие способы реализации ОВФ звуковых волн в некоторых приложениях, в основном на низких частотах, являются, по-видимому, наиболее перспективными.

С другой стороны, возможность реализации нелинейных механизмов ОВФ звуковых волн открывает перспективы построения технологически простых и надежных зеркал с высокими коэффициентами отражения. Здесь так же, как и в оптике, можно реализовать ОВФ за счет вынужденных рассеяний звуковых волн, но наиболее перспективными представляются ЧВ, обеспечивающие беспороговое ОВФ при значительных КПД и коэффициентах усиления.

Здесь представляется целесообразным дать простую и наглядную классификацию четырехволновых процессов, приводящих к ОВФ, а также обсудить аналогию и различие обычных голограмм и так называемых параметрических голограмм. Для этого обратимся к диаграммам взаимодействия, представленным на рис.1.

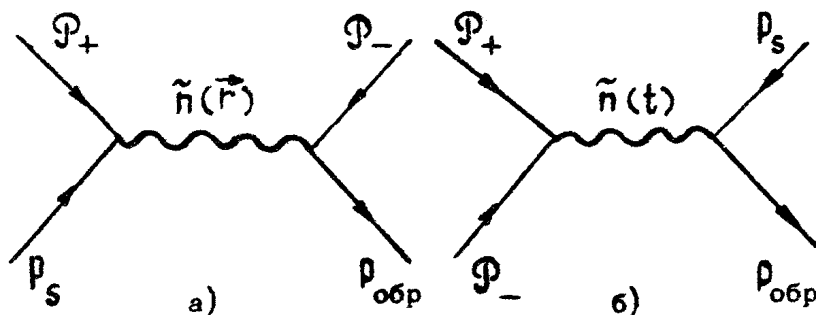


Рис.1. Диаграммы четырехволновых взаимодействий: а - голографическая схема; б - параметрическая схема

Первая диаграмма (рис.1,а) описывает ЧВ, эквивалентное обычному голографическому процессу. Накачка (или опорная волна) \mathcal{P}_+ и сигнальная волна \mathcal{P}_s записывают в некоторой плоскости (или в объеме) дифракционную решетку $n(\gamma)$, которая в простейшем случае, когда обе волны \mathcal{P}_+ и \mathcal{P}_s плоские, представляет собой синусоидальное изменение показателя преломления (фазовая голограмма) или показателя поглощения (амплитудная голограмма). Волна \mathcal{P}_- считывает эту голограмму и порождает обращенную волну $\mathcal{P}_{обр}$. Из анализа этой голограммы следует что при записи голограммы интерферируют между собой лишь правая и левая пары волн, и только они должны иметь одинаковую физическую природу. Например, правая пара \mathcal{P}_+ и \mathcal{P}_s может быть световыми волнами, левая – звуковыми, поверхностными или любыми другими и наоборот. Этот простой вывод позволяет распространить статическую и динамическую голографию на волны произвольной физической природы, или, иными словами, переписать объемное изображение, полученное, например, в звуковых волнах, на световые волны, спиновые, поверхностные и т.д. Вторая диаграмма (рис.1,б) иллюстрирует принцип параметрической голографии. Основной отличительной особенностью этой "голограммы" является ее однородность в пространстве, т.е. отсутствие пространственного рельефа показателя преломления или поглощения. В этом случае две встречные волны накачки записывают в нелинейной среде однородную в пространстве и осциллирующую во времени с двойной частотой добавку к показателю преломления $n(t)$. Слабая сигнальная волна, распространяясь в такой промодулированной среде, усиливается и одновременно порождает усиленную волну с ОВФ. Так же, как и в предыдущем случае, в этой диаграмме интерферируют независимо лишь правая и левая пары волн, т.е. \mathcal{P}_+ , \mathcal{P}_- и \mathcal{P}_s , $\mathcal{P}_{обр}$. Таким образом, модуляцию показателя преломления среды для параметрического процесса можно осуществлять парой волн произвольной физической природы. В частности, для звука и других не электромагнитных волн такую накачку проще всего осуществлять электрическим или магнитным полем. Параметрическая голограмма в отличие от пространственной позволяет усилить и обратить объемное изображение, используя энергию волн иной физической природы.

Детальный анализ аналогии и различия параметрических и реальных голограмм выходит за рамки настоящей статьи,

однако развитые представления играют важную роль в задачах ОВФ в акустике. В частности, вторая диаграмма может быть реализована в акустике следующим образом (см. разд. 3). Акустически однородная диэлектрическая среда помещается в конденсатор, на пластины которого подается напряжение $U_0 \sin \omega_0 t$. Это напряжение вызывает изменение скорости распространения звуковой волны на частоте ω_0 (или $2\omega_0$) в зависимости от конкретного физического механизма взаимодействия. При этом в соответствии с диаграммой, представленной на рис.1,б, звуковые волны на частоте $\omega_0/2$ или ω_0 будут усиливаться с обращением. Таким образом, параметрический обращающий фазу усилитель звука (ПОФУЗ) осуществляет прямое преобразование энергии от решетки в обращенную звуковую волну по диаграмме, приведенной на рис.1,б. Развитые представления предсказывают также возможность реализации плоской параметрической голограммы. В этом случае ОВФ-зеркало представляет собой пластину, синфазно осциллирующую на удвоенной частоте по отношению к сигнальной волне. Перейдем теперь к более детальному анализу физических механизмов, позволяющих реализовать на практике ОВФ звуковых волн.

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ОВФ В АКУСТИКЕ

2.1. Теория

Начнем рассмотрение с плоской фазовой голограммы^{*}, возникающей при взаимодействии звуковых волн с поверхностью раздела жидкость - газ [1]. Зависящий от интенсивности звука набег фазы в этом случае возникает за счет изменения формы поверхности под действием радиационного давления

$$p_{\text{п.д.}} = 2\rho_0 \overline{w_z^2} \Big|_{z=0}, \quad (2.1)$$

где ρ - плотность жидкости, w_z - нормальная к поверхности раздела $z=0$ компонента колебательной скорости, а знак \sim означает усреднение по периоду колебания звуковой частоты. Возникающее под действием радиационного

^{*} В оптике аналогичный механизм был предложен в работе [2] и реализован экспериментально [3].

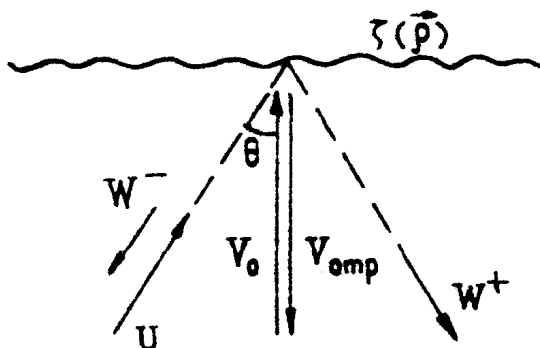
давления возвышение поверхности $z = \xi(\vec{p})$ нелинейно (квадратично) зависит от давления звука и тем самым выступает в качестве нелинейного элемента взаимодействия звуковых пучков.

Пусть $U(z)$ – интенсивная плоская волна (волна накачки), распространяющаяся по нормали к границе раздела $z = 0$ (рис.2):

$$v_z = \text{Re} V_0 \exp(-i\omega_1 t + i k_1 z), \quad v_x = v_y = 0, \quad (2.2)$$

а $\bar{U}(z, t)$ – квазиплоская волна той же частоты, падающая почти по нормали к границе раздела (угол падения $\theta \ll 1$):

$$\bar{U} = \text{Re} \bar{U}(\vec{p}) \exp(-i\omega_2 t + i k_2 z), \quad k_{2x, y} \ll k_{2z} \sim k_1. \quad (2.3)$$



Р и с. 2. Схема эксперимента по ОВФ звука на поверхности жидкости

В предположении, что возбуждаемая поверхностная волна имеет малые наклоны

$$|\nabla_{\perp} \xi(\vec{p}, t)| \ll 1, \quad \nabla_{\perp} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right\}, \quad (2.4)$$

можем воспользоваться формулой (2.1). Полагая в (2.1) $\Psi_z = U_z + u_z$, имеем

$$P_{\text{ПАД}} = \rho_0 [|V_0|^2 + |U_z(\rho)|^2 + 2 \text{Re} V_0 U_z^*(\rho)] \exp[i(\vec{q}\vec{p} - \Omega t)]. \quad (2.5)$$

где $\vec{q} = \{-k_{2T}, -k_{2y}\}$, $\Omega = \omega_1 - \omega_2$. Интерференционная часть возмущения $\xi(\vec{r}, t)$, возникающего под действием давления (2.5), определяется выражением

$$\xi(\vec{r}, t) = 2 \operatorname{Re} \left\{ q V_0 U_{\pm}^*(\rho) [\Delta(\Omega, \vec{q})]^{-1} \exp[i(\vec{q}\vec{r} - \Omega t)] \right\}, \quad (2.6)$$

которое выводится так же, как и в случае электромагнитного давления [4]. Здесь

$$\Delta(\Omega, \vec{q}) = \Omega_0^2 + (2\nu q^2 - i\Omega)^2 - (2\nu q^2)^2 \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\nu q^2}}, \quad (2.7)$$

ν - кинематическая вязкость, $\Omega_0^2 = qg + \frac{gq^3}{\rho_0}$.

Дальнейшее рассмотрение проводится по аналогии с предложенным в работе [2]. В предположении, что сигнальная волна слабее накачки $|U| \ll |V|$ и что возмущение $\xi(\rho, t)$ мало по сравнению с длиной волны звука $\lambda_1 = 2\pi/k_1$, амплитуды дифракционных спектров можно найти в рамках теории возмущений по параметру $|\xi|/\lambda$.

В нулевом порядке происходит полное отражение падающих волн от плоской поверхности жидкость - газ. В первом порядке возникают два дифракционных спектра:

$$\psi_{\Delta \text{ и } \Phi}^{\pm} = \vec{p}_{\pm} \operatorname{Re} W_{\pm} \exp[i(\vec{k}_{\pm} \vec{r} - \omega_{\pm} t)], \quad (2.8)$$

где

$$\vec{k}_{\pm} = \pm \vec{q} - \vec{r}_{\pm} \sqrt{\left(\frac{\omega_{\pm}}{c}\right)^2 - q^2}, \quad \vec{p}_{\pm} = \vec{k}_{\pm} / k_{\pm}, \quad \omega_{\pm} = \omega_1 \pm \Omega, \quad (2.9)$$

$$W_{-} = \frac{2qk_1}{\Delta(\Omega, \vec{q})} U_{\pm}^* |V_0|^2, \quad W_{+} = \frac{2qk_1}{\Delta^*(\Omega, \vec{q})} U_{\pm} |V_0|^2.$$

Поле $\psi_{\Delta \text{ и } \Phi}^{-}$ представляет собой обращенную сигнальную волну с коэффициентом усиления по мощности

$$|K|^{-2} = |W_{-}/U|^{-2} = [2qk_1/|\Delta|] |V_0|^2 = (4qk_1 I_0 / \rho_0 c |\Delta|)^2, \quad (2.10)$$

где $I_0 = \rho_0 c \frac{|V_0|^2}{2}$ - плотность потока энергии падающей волны.

Если частоты сигнала и накачки совпадают, то $\Omega = 0$ и $\Delta = \Omega_0^2$. При этом согласно (2.10) имеем:

$$|K|^2 = [4K_1 I_0 / c(g\rho_0 + \epsilon K_1^2 \sin^2 \theta)]^2.$$

Как функция частот накачки и сигнала эта величина максимальна при

$$K_1 = K_{1\text{ опт}} = \frac{1}{\sin \theta} \sqrt{\frac{\rho_0 g}{\epsilon}} \quad (2.11)$$

и равна

$$|K_0|_{\text{ макс}}^2 = 4I_0^2 / c^2 \epsilon g \rho_0 \sin^2 \theta. \quad (2.12)$$

Для воды эти формулы дают: оптимальная частота $f_{\text{ опт}} = cK_{1\text{ опт}} / 2\pi \approx 10^5 / \sin \theta$ (Гц); максимальный коэффициент усиления $K_{\text{ макс}} \approx \rho_0 I_0^2 / \sin \theta$, где I_0 выражено в Вт/см². При угле $\theta = 6 = 0,1$ рад и интенсивности накачки $I_0 = 2$ Вт/см² имеем $f_{\text{ опт}} = 1$ МГц, $|K|^2 \approx 10^2$.

Если разность частот $\Omega = (\omega_1 - \omega_2)$ близка к частоте $\Omega_0 \ll \omega_{1,2}$, то в слабвязких жидкостях ($2\nu q^2 \ll \Omega_0$) реализуется резонансное возбуждение поверхностных волн. Коэффициент усиления обращенной волны при этом равен

$$|K_{\text{ РЕЗ}}|^2 = I_0^2 / \rho_0^2 c^2 \nu^2 K_1 \sin^3 \theta (g + \epsilon q^2 / \rho_0).$$

Если частоту накачки f_1 выбрать оптимальной для случая нерезонансного возбуждения, т.е. определяемой согласно (2.11), то отсюда получаем

$$|K_{\text{ РЕЗ}}|^2 = \frac{4I_0^2}{c^2 \epsilon g \rho_0 \sin^2 \theta} \left(\frac{1}{8\nu^2} \sqrt{\frac{\epsilon^3}{\rho_0^3 g}} \right), \quad (2.13)$$

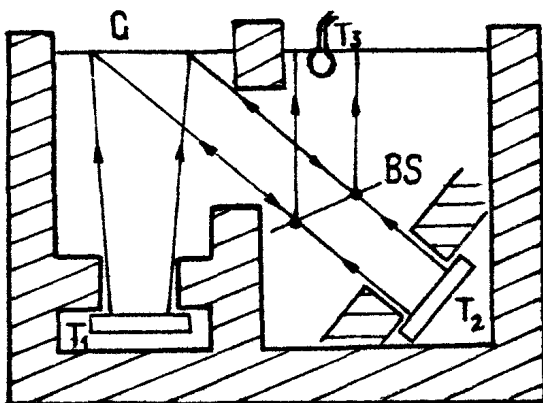
т.е. в резонансном случае коэффициент усиления превышает его максимальное значение $K_{\text{ макс}}^2$ в нерезонансном случае (при $\Omega = 0$) - в $\frac{\sqrt{\epsilon^3 / \rho_0^3 g}}{8\nu^2} (\Omega_0 / 2\nu q^2)^2$ раз. Для воды это составляет порядка 10^4 .

Заметим, что для реализации резонансного случая требуется, чтобы характерные масштабы изменения полей сигнала и накачки в плоскости $\lambda = 0$ превышали длину затухания поверхностной волны.

Рассмотренная выше схема ОВФ была реализована нами экспериментально.

2.2. Экспериментальное наблюдение явления ОВФ звука на поверхности жидкости

Конкретная схема эксперимента приведена на рис.3. Излучатель волны накачки T_1 устанавливался с помощью юстировочного лазера таким образом, чтобы звуковой пучок падал перпендикулярно к поверхности жидкости. Расстояние от излучателя T_1 до поверхности жидкости составляло 40 см при протяженности ближней зоны 60 см. В центральной части звукового пучка на поверхности жидкости, диаметром около 40 мм, распределение интенсивности было гладким, что можно было контролировать непосредственно в процессе эксперимента по вспучиванию водной поверхности*



Р и с. 3. Схема установки для ОВФ звука на поверхностных волнах

Сигнальная звуковая волна (излучатель T_2) проходила через разделительную пластинку BS (коэффициент отражения $R \sim 3,2\%$) и попадала на поверхность воды в том же месте, что и накачка. Оба керамических излучателя работали на частоте 3 МГц. На поверхности воды возникала акустическая голограмма. Излучение накачки рассеивалось на голограмме и создавало волну с обращенным фронтом, распространяющуюся к излучателю T_2 .

При таком расположении излучателей эксперименты проводились в непрерывном и импульсном режимах. В первом

случае на поверхности жидкости возникает стационарная голограмма. Факт обращения устанавливался с помощью отдельного гидрофона T_3 , размером $1,5 \times 3$ мм, на который падала часть волны с обращенным фронтом, отраженная пластинкой BS .

Для регистрации амплитуды обращенной звуковой волны были проведены измерения амплитуды акустического сигнала J_1 помехи, создаваемого излучателем T_1 на гидрофоне T_3 , затем соответственно акустического сигнала J_2 помехи излучателя T_2 .

В некоторой области пространства, соответствующей отраженному от пластинки BS звуковому пучку с обращенным фронтом, сигнал J_3 с гидрофона T_3 превышал сумму сигналов помех:

$$J_3 > J_1 + J_2$$

В наших экспериментах удавалось достигнуть трехкратного превышения сигнала над шумом β :

$$\beta = [J_3 - (J_1 + J_2)] / (J_1 + J_2)$$

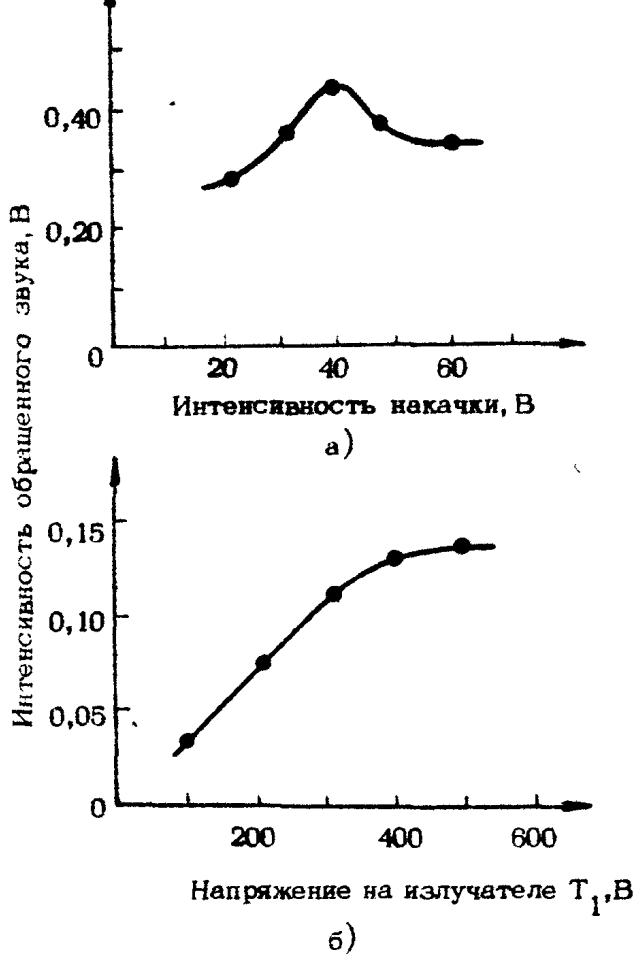
при абсолютном коэффициенте перекачки волны накачки в обращенную волну 5%.

Заметим, что таким образом можно оценить амплитуду волны ОВФ снизу. Но количественные измерения амплитуды сигнала можно проводить лишь с абсолютной точностью

$\sim (J_1 + J_2) / J_3$, т.е. в этой серии экспериментов $\sim 30\%$. В пределах указанной точности зависимость сигнала ОВФ от интенсивности волны накачки оказывается немонотонной (рис. 4, а). Такая зависимость может быть связана с самофокусировкой пучка накачки на поверхности жидкости [1, 6].

В импульсном режиме измерений в качестве задающего импульсного генератора использовался радиоспектрометр ИСШ-1-13М. Эти эксперименты проводились на двух излучателях T_1 и T_2 , причем излучатель T_2 являлся источником сигнальной волны и одновременно приемником обращенного сигнала. Контроль и измерения электрических сигналов при этом осуществлялись с помощью осциллографа, подключенного к T_2 . В импульсном режиме все помехи, приходящие на T_2 , разнесены по времени и легко устраняются. Длительность радиоимпульса составляла 0,4 мс.

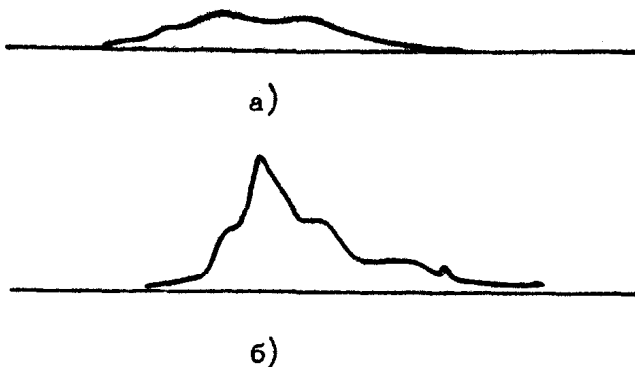
Процесс записи голограммы носил нестационарный характер [4], соответственно можно наблюдать нарастание волны



Р и с. 4. Зависимость сигнала ОВФ от интенсивности звуковой волны накачки: а - стационарный режим; б - импульсный

ОВФ во времени (рис.5 а,б). На рис.5,а приведена осциллограмма сигнала, соответствующего рассеянию звука на поверхности (при излучателе T_2 , отключенном от генератора импульсного радиосигнала), на рис.5,б - сигнал помехи и сигнал ОВФ, нарастающий во времени.

Легко видеть, что в импульсном режиме сигнал ОВФ к концу импульса на порядок превышает интенсивность поме-



Р и с.5. Осциллограммы сигналов: а — рассеяния звуковой волны накачки на поверхности жидкости в отсутствие сигнальной волны; б — при одновременном включении накачки и сигнальной волны

хи, которую в этом случае легко учесть с большой точностью.

Зависимость амплитуды обращенной волны от интенсивности звука накачки (рис.4) тоже носит немонотонный характер, что, как и в стационарном случае, можно объяснить влиянием самофокусировки звука накачки.

Отметим, что явление самофокусировки звука, искажающее в общем случае фронт обращенной на поверхности волны, можно в принципе использовать для получения больших коэффициентов усиления обращенной волны. Для этого необходимо, чтобы излучатель звука и поверхность жидкости (выгнутая под действием звука) образовали бы устойчивый акустический резонатор. При этом волновой фронт накачки, отраженной от поверхности жидкости, по определению должен совпадать с падающей волной.

Иными словами, при определенных условиях можно, по-видимому, полностью скомпенсировать влияние самофокусировки звука накачки на поверхности жидкости и обеспечить тем самым самые высокие коэффициенты усиления при ОВФ, аналогичные тому, как это было сделано в оптике [6,7].

Кроме радиационного давления, можно использовать и другие физические механизмы создания голографической записи на поверхности жидкости, например тепловой механизм.

В заключение этого раздела отметим, что если "заморозить" рельеф $\xi(\vec{r})$, образованный совместным действи-

ем накачки и сигнала, то можно получить фиксированные акустические голограммы, пригодные для длительного использования. Такое замораживание можно осуществить, например, охлаждая расплавленный полимер.

2.3. ОВФ звуковых пучков за счет температурного механизма [8]

Основные уравнения. Процесс взаимодействия звуковых и температурных волн описывается волновым уравнением, учитывающим зависимость скорости звука от температуры:

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{2}{c^3} \left(\frac{\partial c}{\partial T} \right)_p \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p\tau), \quad (2.14)$$

и уравнением переноса тепла

$$\rho_0 \left[c_p \frac{\partial \tau}{\partial t} - \kappa \Delta \tau + Q \right], \quad (2.15)$$

где p - давление звука, τ - вариации температуры, c - скорость звука; ρ_0 , c_p и κ - соответственно плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность; Q - мощность, выделяемая в единице объема в результате поглощения звука.

Согласно общей схеме голографического ОВФ (см. разд. 1), если навстречу друг другу распространяются две звуковые волны Φ_+ и Φ_- (волны накачки), а под углом θ к ним направляется слабая сигнальная волна P_s (см. рис. 1, а), то в результате взаимодействия с температурными волнами навстречу сигнальной волне возбудится обратная волна $P_{обр}$.

Решение уравнений (2.14) и (2.15) естественно искать в виде

$$p = \frac{1}{2} \left[\Phi_+ e^{-i\vec{k}_1 \vec{r}} + \Phi_- e^{i\vec{k}_1 \vec{r}} + P_s e^{-i\vec{k}_2 \vec{r}} + P_{обр} e^{i\vec{k}_2 \vec{r}} \right] e^{i\omega t} + \text{к.с.},$$

где $k_1 = k_2 = k = \omega/c$ - волновые числа волн накачки и сигнала, одинаковые для всех четырех волн.

В приближении заданной накачки ($|P_s|, |P_{обр}| \ll |\Phi_{\pm}|$) для P_s и $P_{обр}$ имеем следующие укороченные уравнения:

$$2ik \frac{\partial P_s}{\partial \xi} = 2\beta \Phi_+ \Phi_- P_{обр}^* + \gamma \left(\frac{|P_+|^2}{Q_2^2} + \frac{|P_-|^2}{Q_1^2} \right) P_s, \quad (2.16)$$

$$2i\kappa \frac{\partial p_{\text{обр}}}{\partial \xi} = 2\beta \varphi_+ \varphi_- p_s^* + \gamma \left(\frac{|Q_1|^2}{q_1^2} + \frac{|Q_2|^2}{q_2^2} \right) p_{\text{обр}},$$

где (см. [8]):

$$\vec{q}_{1,2} = \vec{k}_1 \pm \vec{k}_2; \quad q_1^2 = 4\kappa^2 \cos^2(\theta/2), \quad q_2^2 = 4\kappa^2 \sin^2(\theta/2);$$

$$\beta = (\rho_0 c^2 \alpha \sin^2 \theta)^{-1} (\partial c / \partial T)_p f_1 \delta;$$

$$\gamma = 2\beta \kappa^2 \sin^2 \theta; \quad \delta = \kappa^2 [\xi + (4/3)\eta] (2\rho c)^{-1},$$

$$f_1 = 1 - 2\eta (\sin^2 \theta) [\xi + (4/3)\eta]^{-1}.$$

Через ξ здесь обозначено расстояние вдоль направления распространения сигнальной волны (взаимодействие происходит на интервале $0 < \xi < L$), а через η и ξ — коэффициенты вязкости, определяющие диссипируемую в жидкости мощность.

Коэффициент усиления при обращении. Решение уравнения (2.16) при заданном значении $p_s(0)$ и при $p_{\text{обр}}(L) = 0$ описывает, как и в оптике, ОВФ звуковой волны: $p_{\text{обр}}(0) \sim p_s^*(0)$. Предполагая для простоты равенство интенсивностей накачек, для коэффициента обращения в приближении заданного поля накачек получаем [8]

$$|K| = |p_{\text{обр}}(0)/p_s(0)| = \text{tg} (2\beta \rho_0 c I_0 L / \kappa). \quad (2.17)$$

С практической точки зрения, наиболее интересным представляется случай, когда обращение происходит с усилением, т.е. когда согласно (2.17) коэффициент усиления обращается в бесконечность при длине взаимодействия

$$L = L_\infty = \pi \kappa / 4\beta \rho_0 c I_0. \quad (2.18)$$

Для практической реализации ОВФ с усилением необходимо, чтобы выполнялись некоторые дополнительные условия.

Во-первых, длина L_∞ , при которой коэффициент усиления $|K|$ обращается в бесконечность, не должна превышать длину взаимодействия $L_{\text{об}} \sim 2a / \sin \theta$, где $2a$ — ширина звукового пучка накачки:

$$L_\infty = \pi \kappa / 4\beta \rho_0 c I_0 < L_{\text{об}} \approx 2a / \sin \theta. \quad (2.19)$$

Во-вторых, на длине взаимодействия $L_{\theta 3}$ не должны образовываться разрывы. Если ширина сигнального пучка 2θ сравнима с шириной пучка накачки $2a$, то должно выполняться неравенство

$$L_{\theta 3} \sim 2a / \sin \theta \ll L_{\text{РАЗР}} = \rho_0 c^2 / \epsilon \kappa \sqrt{2 \rho_0 c I_0}, \quad (2.20)$$

где ϵ — параметр нелинейности.

Наконец, в-третьих, интенсивность накачки I_0 не должна превышать некоторый предел

$$I_0 < \rho_0 c_p \Delta T / 4\delta \tau_{\text{уст}} \sim \rho_0 c_p \Delta T c q_{\text{min}} / 4\delta, \quad (2.21)$$

где ΔT — максимально допустимый нагрев жидкости, а $q_{\text{min}} = \min \{q_1, q_2\}$

Условия (2.19)–(2.21) можно переписать в виде

$$I_0 > I_{\text{min}} = k^2 \pi \sin \theta / \delta \beta \rho_0 c (K\alpha), \quad (2.22)$$

$$I_0 \ll I_{\text{max}}^{(1)} = \sin^2 \theta \rho_0 c^3 / \delta \epsilon^2 (K\alpha)^2, \quad (2.23)$$

$$I_0 < I_{\text{max}}^{(2)} = \epsilon \kappa \left(\sin \frac{\theta}{2} \right) \rho_0 c_p \Delta T / 2\delta. \quad (2.24)$$

Отношение

$$L = L_{\infty} = \pi \kappa / 4\beta \rho_0 c I_0 \quad (2.25)$$

($\delta_1 = \delta_2$ — поглощение звука на длине волн $\lambda = 2\pi/k$) оказывается малым по сравнению с единицей даже при $\Delta T \sim 1$ град (поскольку всегда $\delta_1 \ll 1$ и $(K\alpha) \gg 1$). Поэтому условия (2.22)–(2.24) совместны, если $I_{\text{max}}^{(1)} \gg I_{\text{min}}$ или если

$$\frac{A \rho_0 c^5}{4\pi^3 \epsilon^2 \sin \theta (K\alpha)} \left(\frac{1}{c} \frac{dc}{dT} \right) \gg 1, \quad (2.26)$$

где $A = \delta / f^2$ ($f = kc / 2\pi$ — частота звука).

Это условие может выполняться для сильновязких жидкостей (например, для глицерина, касторового масла при пониженных температурах), для уксусной кислоты на частотах около 0,5 МГц, где она обладает аномально большим поглощением $A = 9 \times 10^{-13} \text{ с}^2 / \text{см}$, а также для критических бинарных смесей жидкостей, например для смеси триэтил-

амин — вода, которая обладает большим значением коэффициента $(1/c)(dc/dT) \approx 2,2 \times 10^{-2}$ 1/град.

В последнем случае можно надеяться, что нагрев вследствие поглощения звука может локально приводить к разделению фаз.

Если характерное время расслаивания в жидких смесях достаточно велико, то возникающая под действием накачки и сигнала обрабатываемая решетка превращается в долгоживущую голограмму с большой фазовой глубиной и высокой дифракционной интенсивностью.

Еще большие времена характерны для химических реакций, стимулированных звуком. В качестве наиболее вероятного претендента на использование для записи долгоживущих акустических голограмм можно использовать реакции полимеризации, стимулированные акустическим разогревом.

2.4. ОВФ звуковых пучков за счет взаимодействия с пузырьками воздуха и со взвешенными частицами [8]

Отметим возможность реализации голографического механизма ОВФ на взвесах и пузырьках. Под действием ponderomotorных сил пузырьки в звуковом поле формируют "неподвижную" объемную голограмму. Вместо газовых пузырьков в принципе можно использовать взвешенные частицы, обладающие примерно такой же плотностью, как и вода (например, эмульсия анилина). Добротность колебаний таких частиц заметно ниже, чем у газовых пузырьков, за счет большей акустической связи с основной жидкостью. Тем не менее у взвешенных частиц имеется преимущество, заключающееся в том, что они не всплывают и способны долго удерживаться в узлах акустической решетки, образованной сигнальной волной и волной накачки. Благодаря этому возникает возможность создавать относительно долго живущие акустические голограммы, способные сохраняться после выключения сигнала и накачки.

3. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ОВФ В АКУСТИКЕ (ПОФУЗы)

3.1. Принцип действия ПОФУЗа [9]

Основные свойства. Предлагаемое устройство – параметрический обрабатывающий фазу усилитель звука (ПОФУЗ) – представляет собой параметрический электроакустический преобразователь, в котором приложенное к среде внешнее электрическое поле, однородное по объему взаимодействия, модулирует во времени с частотой ω_0 скорость распространяющейся в этой среде звуковой волны, имеющей частоту $\omega = \omega_0/2$. При распространении сигнальной волны $P_3 = -A \exp[i(kx - \omega t)]$ в параметрической среде возникает обратная волна $P_{обп} = B \exp[-i(kx + \omega t)]$, которая, как будет показано ниже, имеет обращенный фазовый фронт.

Рассмотрим звуковое поле в среде, скорость звука в которой испытывает однородную по пространству, малую по амплитуде временную модуляцию по закону

$$c = c_0 \left(1 + \frac{\mu}{2} \cos \omega_0 t\right), \quad \mu \ll 1, \quad (3.1)$$

не конкретизируя пока механизм такой модуляции.

Звуковое давление P удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 P - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{\mu}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\cos \omega_0 t \cdot P) = 0. \quad (3.2)$$

Будем считать, что рассматриваемая среда, которую можно назвать активной средой ПОФУЗа, граничит с немодулированной средой (согласованной с первой по волновым сопротивлениям) и нормально к этой границе на модулированную среду вдоль положительного направления координатной оси

x падает плоская монохроматическая звуковая волна с частотой $\omega = \omega_0/2$ и волновым числом $k = \omega/c_0$. В стационарном режиме в модулированной среде должны установиться две плоские волны, распространяющиеся навстречу друг другу с частотой ω и с зависящими от x, t амплитудами. Соответственно решение уравнения (3.1) следует искать в виде

$$P = \frac{1}{2} \left\{ A(x, t) \exp[i(kx - \omega t)] + B(x, t) \exp[-i(kx + \omega t)] + k.c. \right\} \quad (3.3)$$

Подставляя (3.3) в (3.2) и считая, что

$$\left| \frac{\partial A}{\partial x} \right| \ll k|A|; \quad \left| \frac{\partial A}{\partial t} \right| \ll \omega|A|; \quad \left| \frac{\partial B}{\partial x} \right| \ll k|B|; \quad \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll \omega|B|,$$

эти неравенства, как будет видно из дальнейшего, действительно выполняются в силу условия $\mu \ll 1$, получаем уравнения для амплитуд A и B :

$$\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\mu k}{4} B^* + \delta \cdot A = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial B}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{i\mu k}{4} A^* - \delta \cdot B = 0.$$

Мы ввели в эту систему члены δA и δB , учитывающие ослабление звука вследствие поглощения и рассеяния, где $\delta = \delta_{\text{погл}} + \delta_{\text{расс}}$ — соответственно коэффициенты поглощения и рассеяния.

Будем считать далее, что падающая волна отстроена на малую частоту Ω от точного параметрического резонанса $\omega = \omega_0 / 2$, т.е. положим $\omega = \omega_0 / 2 + \Omega$, так что

$$A = A_1(x) e^{i\Omega t}, \quad |\Omega| \ll \omega.$$

Ясно, что обратная волна будет иметь частотную расстройку другого знака, т.е.

$$B = B_1(x) e^{-i\Omega t}.$$

Подставляя эти соотношения в уравнение (3.4), получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial A_1}{\partial x} + \left(\delta + i \frac{\Omega}{c} \right) A_1 + \frac{i\mu k}{4} B_1^* = 0, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial B_1}{\partial x} - \left(\delta + \frac{i\Omega}{c} \right) B_1^* + \frac{i\mu k}{4} A_1 = 0$$

(ко второму уравнению мы применили операцию комплексного сопряжения, что облегчает последующие выкладки).

Амплитуда обращенной волны. Исключив из системы уравнений (3.5) амплитуду обратной волны B_1^* , получаем уравнение для A_1 :

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \left[\left(\mu k / 4 \right)^2 - \left(\delta + \frac{i\Omega}{c} \right)^2 \right] A_1 = 0. \quad (3.6)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$A_1 = a_+ e^{i\gamma x} + a_- e^{-i\gamma x}, \quad (3.7)$$

где

$$\gamma = \sqrt{(\mu k/4)^2 - \left(\delta + \frac{i\Omega}{c}\right)^2} = (\mu k/4) \sqrt{1 + \eta^2 - \xi^2 - 2i\xi\eta}; \quad (3.8)$$

$$\xi = 4\delta/\mu k - 2\delta_1/\pi\mu; \quad \delta_1 = \delta_2; \quad \eta = 4\Omega/\mu\omega. \quad (3.9)$$

Из первого уравнения (3.5) и из (3.7) можно выразить амплитуду B_1 через коэффициенты a_+ и a_- :

$$B_1 = -(4/\mu k) \left[\frac{\partial A_1^*}{\partial x} + \left(\delta - \frac{i\Omega}{c}\right) A_1^* \right] = -(4i/\mu k) \times \quad (3.10)$$

$$\times \left[\left(-i\gamma^* + \delta - \frac{i\Omega}{c}\right) a_+^* e^{-i\gamma^* x} + \left(i\gamma^* + \delta - \frac{i\Omega}{c}\right) a_-^* e^{i\gamma^* x} \right].$$

Последние же находятся из граничных условий: $A_1(0)$ - задано, $B_1(L) = 0$. Это дает $a_+ + a_- = A_1(0)$,

$$\left(i\gamma + \delta + \frac{i\Omega}{c}\right) a_+ e^{i\gamma L} + \left(\delta + \frac{i\Omega}{c} - i\gamma\right) a_- e^{-i\gamma L} = 0, \quad (3.11)$$

так что

$$a_+ = -\frac{1}{\Delta} \left(\delta + \frac{i\Omega}{c} - i\gamma\right) e^{-i\gamma L} A_1(0),$$

$$a_- = \frac{1}{\Delta} \left(\delta + \frac{i\Omega}{c} + i\gamma\right) e^{i\gamma L} A_1(0);$$

где

$$\Delta = \left(\delta + \frac{i\Omega}{c} + i\gamma\right) e^{i\gamma L} - \left(\delta + \frac{i\Omega}{c} - i\gamma\right) e^{-i\gamma L} = 2i \left[\gamma \cos \gamma L + \left(\delta + \frac{i\Omega}{c}\right) \sin \gamma L\right];$$

$$A_1(x) = A_1(0) \left[\gamma \cos \gamma(L-x) + \left(\delta + i\frac{\Omega}{c}\right) \sin \gamma(L-x) \right] / \left[\gamma \cos \gamma L + \left(\delta + i\frac{\Omega}{c}\right) \sin \gamma L \right]; \quad (a) \quad (3.12)$$

$$B_1(x) = -i\frac{\mu k}{4} A_1^*(0) \sin \gamma^*(L-x) / \left[\gamma^* \cos \gamma^* L + \left(\delta - i\frac{\Omega}{c}\right) \sin \gamma^* L \right]. \quad (б)$$

В сечении $x=0$, которое можно считать выходным сечением для обратной волны, ее амплитуда равна

$$B_1(0) = -i\frac{\mu k}{4\gamma^*} A_1^*(0) \left[\operatorname{ctg} \gamma^* L + \left(\delta - i\frac{\Omega}{c}\right) / \gamma^* \right]^{-1}. \quad (3.13)$$

В пренебрежении затуханием звука ($\delta=0$) и расстройкой ($\Omega=0$) из (3.13) получаем "тангенсную формулу".

Проанализируем полученные выражения для амплитуд. Во-первых, при $\mu=0$ (т.е. в отсутствие параметри-

ческой накачки), как и должно быть, амплитуда B_1 обращается в нуль, т.е. обратная волна отсутствует, а амплитуда $A_1(x) = A_1(0) \exp[-(\delta + i\Omega c^{-1})x]$, что приводит к прямой волне вида

$$A_1(0) \exp(-\delta x) \exp\left[i\left(k - \frac{\Omega}{c}\right)x\right] \exp[-i(\omega - \Omega)t]$$

при произвольном значении Ω - это также ожидаемый результат.

Далее, при $\mu \neq 0$ появляется обратная волна (знак μ определяет только ее фазу, и в дальнейшем для определенности будем считать $\mu > 0$), обладающая, как видно из (3.13), свойством ПОФУЗной волны - ее волновой фронт обращен по отношению к падающей волне:

$$B_1(0) \sim A_1^*(0).$$

Однако, для того чтобы в системе существовало усиление как прямой, так и обращенной волн, т.е. чтобы выполнялись условия $K_{пр} = |A(L)/A(0)| = |A_1(L)/A_1(0)| > 1$ и $|K_{обр}| = |B(0)/A(0)| = |B_1(0)/A_1(0)| > 1$, необходимо реализовать достаточно

большие значения параметра - презойти порог по накачке. Очевидно, что порог минимален при таком параметрическом резонансе, когда $\Omega = 0$. Рассмотрим сначала этот случай.

Положим в (3.8), (3.12,а) и (3.13) $\Omega = 0$, $\gamma = (\mu k/4) \sqrt{1 - \beta^2}$. При этом для коэффициентов усиления $|K_{пр}|$ и $|K_{обр}|$ получим

$$|K_{пр}| = \begin{cases} \left[\operatorname{sh}\left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{\beta^2 - 1}\right) \right]^{-1} \left[\operatorname{cth}\left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{\beta^2 - 1}\right) + \left(\frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 - 1}}\right) \right]^{-1}, & \beta \geq 1, \\ \left[\sin\left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{1 - \beta^2}\right) \right]^{-1} \left[\operatorname{ctg}\left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{1 - \beta^2}\right) + \left(\frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}\right) \right]^{-1}, & \beta < 1; \end{cases} \quad (3.14)$$

$$|K_{обр}| = \begin{cases} \left(\sqrt{\beta^2 - 1}\right)^{-1} \left[\operatorname{cth}\left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{\beta^2 - 1}\right) + \left(\frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 - 1}}\right) \right]^{-1}, & \beta \geq 1, \\ \left(\sqrt{1 - \beta^2}\right)^{-1} \left[\operatorname{ctg}\left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{1 - \beta^2}\right) + \left(\frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}\right) \right]^{-1}, & \beta < 1. \end{cases} \quad (3.15)$$

Из (3.14) и (3.15) видно, что при $\beta > 1$ и при любом значении коэффициенты $|K_{пр}| < 1$ и $|K_{обр}| < 1$, т.е. усиление отсутствует.

При $\beta = 1$ имеем

$$|K_{пр}| = \left(1 + \frac{\mu KL}{4}\right)^{-1}, \quad |K_{обр}| = \frac{\mu KL}{4} / \left(1 + \frac{\mu KL}{4}\right)$$

Самовозбуждению ПОФУЗа соответствует условие $|K_{обр}| = \infty$. Длина самовозбуждения $L_{возб}$ определяется формулой

$$L_{возб} = \frac{\lambda/\mu}{\sqrt{1-\xi^2}} \left(1 + \frac{2}{\pi} \arctg \frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}\right). \quad (3.16)$$

При $\xi \ll 1$ длина $L_{возб} \approx \lambda/\mu$; при $\xi = 1/2$ $L_{возб} \approx 1,6\lambda/\mu$.

Мы рассмотрели случай точного резонанса, когда $\Omega = 0$. При больших усилениях, когда $|K_{обр}(\Omega=0)| \gg 1$, влияние расстройки ($\Omega \neq 0$) учитывается просто, так как при этом параметр $\eta = 4\Omega/\mu\omega$ можно считать малым. Полагая в (3.13) снова $\gamma^* = (\mu K/4)\sqrt{1-\xi^2}$, получаем

$$B_1(0) = -iA_1^*(0) \left[\sqrt{1-\xi^2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{1-\xi^2} \right) + \xi - i\eta \right]^{-1}.$$

Отсюда для коэффициента усиления $|K_{обр}(\Omega)|^2 = |B(0)/A(0)|^2$ при заданном значении расстройки Ω получаем

$$|K_{обр}(\Omega)|^2 = \frac{|K_{обр}|_{max}^2}{1 + |K_{обр}|_{max}^2 \eta^2}, \quad (3.17)$$

где

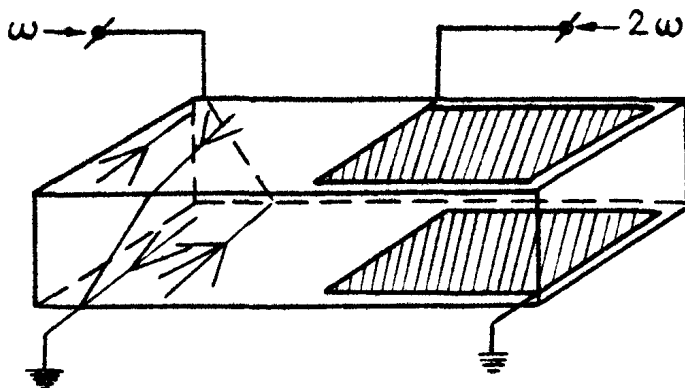
$$|K_{обр}|_{max} = |K_{обр}(\Omega=0)| = \left[\sqrt{1-\xi^2} \operatorname{ctg} \left(\frac{\mu KL}{4} \sqrt{1-\xi^2} \right) + \xi \right]^{-1}$$

3.2. Экспериментальная модель ПОФУЗа на ниобате лития [10]

Для экспериментальной демонстрации явления ОВФ в оптике общепринята традиционная схема, предложенная в работе [11]. В этой схеме плоская волна, проходя через фазовую пластинку, становится многомодовой, обращается в некотором устройстве; факт обращения демонстрируется тем, что после вторичного прохождения через фазовую пластинку многомодовая волна вновь превращается в плоскую. Реализовать подобную схему в акустике твердого тела представляется достаточно сложной задачей из-за труд-

ностей, связанных с созданием фазовой пластинки в объеме кристалла. Нами предложен другой метод, идентичный "фазовой пластинке", однако более приемлемый и удобный, на наш взгляд, для акустики твердого тела.

Этот метод заключается в объединении в один элемент электроакустического преобразователя и фазовой пластинки (ЭАП-ФП). В рассматриваемой модели (рис.6) использовался монокристалл ниобата лития размерами 60x10x1 мм.



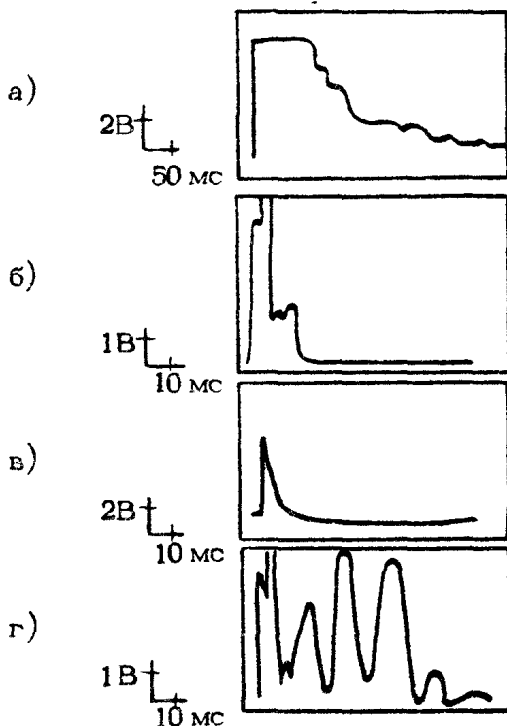
Р и с.6. Схема модели ПОФУЗа на кристалле ниобата лития

Часть кристалла помещалась между обкладками плоского конденсатора, а на другом конце кристалла находился элемент ЭАП-ФП, служащий одновременно излучателем и приемником звуковой волны. Этот элемент представлял собой сложную пространственную конфигурацию из нескольких десятков тонких (диаметром $d \sim 0,1$ мм) электродов, расположенных хаотически на обеих сторонах кристалла. Размеры самого элемента были порядка 6 мм, в то время как длина возбуждаемой (и принимаемой) им звуковой волны $\lambda \sim 0,9$ мм, т.е. он не является точечным. Выбор такой пространственной конфигурации излучателя - приемника определялся стремлением объединить электроакустический преобразователь с фазовой пластинкой.

Элемент ЭАП-ФП обладает следующими свойствами: как излучатель он возбуждает в кристалле многомодовую волну со сложным фазовым фронтом, как приемник он, в

силу обратимости пьезоэлектрических преобразователей, эффективно принимает только волну, комплексно сопряженную излученной. Волны с отличающимися от исходной фазовыми фронтами такой приемник воспринимать не может.

Это подтверждают рис.7. На рис.7,а виден так называемый "звон" (400 мкс), хорошо воспринимаемый пластинками конденсатора после подачи на них радиоимпульса от генератора ($f = 8$ МГц, $\tau_n = 3$ мкс, $U_0 = 3,9$ кВ). Эта картина



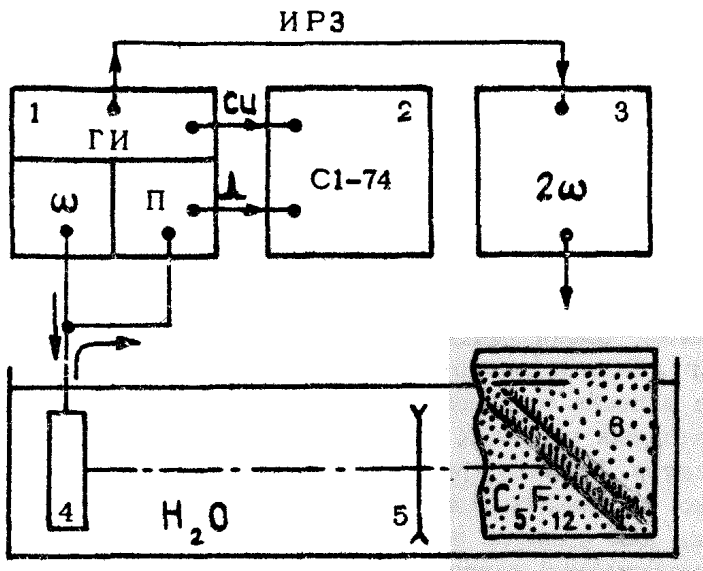
Р и с.7. Результаты экспериментального исследования ПОФУЗа на кристалле ниобата лития: а - отклик на 6-микросекундный сигнал, принимаемый плоскими электродами; б - отклик на тот же сигнал, принимаемый фигурными электродами; в - акустическая наводка на фигурный электрод, возникающая в режиме генерации субгармоники в ПОФУЗе; г - усиленный акустический сигнал, принимаемый фигурным электродом

указывает на то, что в объеме кристалла, при таком способе его возбуждения существует небольшое число "долгоживущих мод." Рис.7,б соответствует подаче того же радиопульса на ЭАП-ФП, при этом, как видно, никакого "звона" не наблюдается, что указывает на достаточно хорошее качество нашего элемента ЭАП-ФП. Рис.7,в показывает, что ЭАП-ФП не воспринимает "звона" после подачи на пластины конденсатора радиопульса удвоенной частоты ($f = 16$ МГц, $\tau_{и} = 6$ мкс, $U_{д} = 3$ кВ). И, наконец, рис.7,г демонстрирует эффект обращения и усиления звукового импульса ($f = 8$ МГц, $\tau_{и} = 3$ мкс, $U_{д} = 3,9$ кВ) при подаче на ПОФУЗ импульса накачки на удвоенной частоте ($f = 16$ МГц, $\tau_{и} = 6$ мкс, $U_{д} = 3$ кВ) в тот момент, когда звуковая волна начинает входить в пространство между пластинками конденсатора. Длительность импульса накачки соответствует времени прохождения звукового импульса двойной длины конденсатора. Максимальное усиление волны с ОВФ реализуется при выходе звукового импульса из конденсатора. При этом происходит усиление волны как на прямом проходе через ПОФУЗ — усиление прямой волны, так и на обратном проходе. Сложная временная структура усиленной и обращенной волн связана с наличием "звона" на электродах плоского конденсатора (рис.7,г). Вследствие этого "звона" происходит усиление сигнала и после окончания действия радиопульса накачки при повторных проходах звукового импульса через плоский конденсатор. Однако усиление при повторных проходах незначительно по сравнению с первым проходом.

Пока нам удалось произвести лишь грубую оценку коэффициента усиления данной модели ПОФУЗа. Анализ рис.7,б (при большом коэффициенте усиления приемника) и рис.7,г для коэффициента усиления по интенсивности K дает следующую величину: $K \approx 4 \times 10^6$. Дальнейшие исследования позволят более точно измерить K , а также оценить качество ОВФ в рассмотренной модели ПОФУЗа.

3.3. Экспериментальная реализация плоского параметрического зеркала, обрабатывающего волновой фронт*) [12]

Схема экспериментальной установки представлена на рис.8. Генератор импульсов, необходимый для синхронизации работы всей схемы, генератор импульсов высокой частоты (ГИВЧ) и приемник входят в состав импульсного широкодиапазонного радиоспектрометра ЯКР ИСШ-13М 1, генератор импульсов с регулируемой задержкой-Г5-54. Генератор



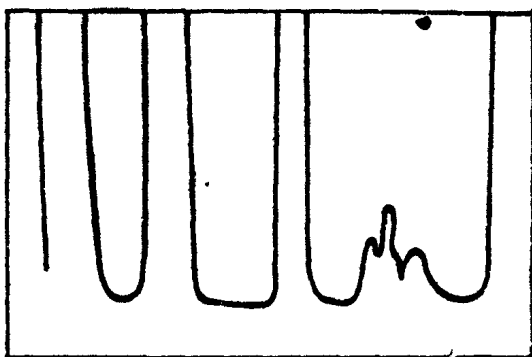
Р и с. 8. Схема эксперимента с плоским параметрическим зеркалом

радиоимпульсов удвоенной частоты 3 собран по схеме, аналогичной ГИВЧ от ИСШ-13М. Для наблюдения и регистра-

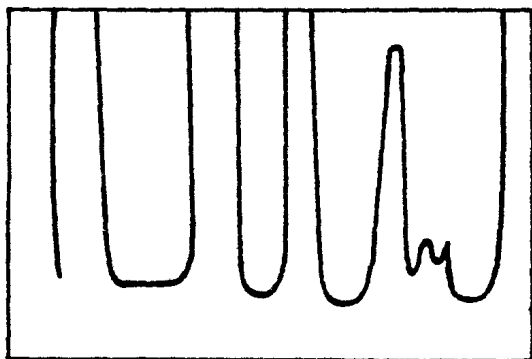
*) Вопрос об аналогии между параметрическими и голографическими процессами в объеме и в плоскости был, по-видимому, впервые рассмотрен в лекции Ф.В.Бункина, Д.В.Власова, Ю.А. Кравцова на школе по нелинейным волнам (Горький, март 1981г.).

дий результатов использовался осциллограф (типа С1-74) 2, а для излучения и приема акустических импульсов - пьезокерамический преобразователь 4. В качестве ОВФ-зеркала 6 в соответствии с изложенным выше в работе использовались две плоские параллельно соединенные пьезопластины (75x5x0.5 мм) из керамики ЦТС-22, погруженные в прозрачную для звуковых волн ($\lambda_{зв} = 0,8$ мм) полиэтиленовую кювету (толщина стенок $\sim 0,1$ мм), наполненную перфторуглеродом C_5F_{12} . Зеркало устанавливалось под углом $\theta \sim 45^\circ$ к акустической оси системы. Погружение ОВФ-зеркала в перфторуглерод, во-первых, исключило возможность электрического пробоя (напряжение на зеркале ~ 5 кВ), а во-вторых, эта жидкость служила своего рода акустическим трансформатором, позволившим добиться, с одной стороны, максимального отношения смещения поверхности колеблющейся по толщине пластины к длине волны звука, а с другой стороны, без значительных потерь пропускать звуковые волны из водного бассейна в кювету с перфторуглеродом к ОВФ-зеркалу и обратно ($(\rho_{CF_{12}} / \rho_{H_2O})^{1/2} = 1,3$). Фазовой пластинкой 5 служили положительные и отрицательные акустические линзы, а также неправильная форма окна кюветы.

Работа схемы происходит следующим образом. Радиоимпульсы частоты $\omega = 2$ МГц преобразовываются пьезокерамическим излучателем в акустические импульсы, распространяющиеся в водном бассейне по направлению к ОВФ-зеркалу. После прохождения фазовой пластинки акустические импульсы с искаженным волновым фронтом падают на поверхность параметрического ОВФ-зеркала. Если момент подачи на зеркало радиоимпульса удвоенной частоты $2\omega = 4$ МГц не совпадает с приходом на зеркало акустического импульса, то наблюдается линейное рассеяние звука на зеркале (рис.9,а). На рис.9,а показаны линейное отражение от линзы, два близко расположенных отражения от двух пластин зеркала и отражение от задней стенки бассейна. Если же момент подачи на ОВФ-зеркало радиоимпульса "накачки" двойной частоты совпадает с временем прихода на зеркало акустического импульса, то на колеблющейся с удвоенной частотой поверхности зеркала происходит отражение волнового фронта акустического импульса (см. разд. 1), что демонстрирует рис.9,б, на котором отчетливо виден импульс, соответствующий обращенной звуковой волне.



а)



б)

Р и с.9. Результаты эксперимента с плоским параметрическим зеркалом: а – сигнал, принимаемый излучателем 4 (см.рис.8) в случае, когда импульс поступает на зеркало ОВФ раньше, чем его достигает сигнальная волна. На осциллограмме видны блик от линзы, сигнал линейного рассеяния от кюветы с ОВФ-зеркалом и отражение от торца кюветы; б – сигнал, принимаемый преобразователем 4 при одновременной подаче на зеркало ОВФ радиопульса ω и сигнальной звуковой волны. На импульсе линейного рассеяния на кювете отчетливо виден сигнал ОВФ

Легко видеть (ср.рис.9,а и 9,б), что обращенная звуковая волна и сигнал линейного рассеяния приходят на приемник одновременно. Однако амплитуда результирующего импульса на приемнике флуктуирует вследствие случайного соотношения фаз между импульсом линейного рассеяния и импульсом ОВФ. Результирующий импульс, приведенный на рис.9,б, соответствует разности фаз, близкой к нулю. Учитывая, что масштаб вертикальной развертки осциллограмм, приведенных на рис.9,аб, одинаков, легко видеть, что в нашей схеме эксперимента амплитуда сигнала ОВФ почти на порядок превышает амплитуду сигнала линейного рассеяния. По предварительной калибровке коэффициент отражения по амплитуде в ОВФ-волну в наших экспериментах достигал 0,1%.

Факт ОВФ, кроме изложенного выше и принципа построения схемы эксперимента, качественно иллюстрируется еще и тем обстоятельством, что, несмотря на различие фаз сигнала ОВФ и сигнала линейного рассеяния от импульса к импульсу, сигналы, отраженные от первой и второй пластин ОВФ-зеркала, приходят на приемник всегда с одинаковой фазой.

Л и т е р а т у р а

1. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. Обращение волнового фронта в акустике: Препринт №90. М.: ФИАН, 1982.
2. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. - ДАН СССР, 1980, т.252, №1, с.92-95.
3. Куликов О.В., Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №6, с.377-381.
4. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №6, с.325-329.
5. Андреева Н.П., Бункин Ф.В., Власов Д.В., Каршиев К. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №2, с.104-108.
6. Большов Л.А., Власов Д.В., Дыхне А.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №5, с.311-316.
7. Большов Л.А., Власов Д.В., Дыхне А.М., Старостин А.Н. ДАН СССР, 1980, т.251, №6, с.1371-1375.
8. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А., Заболотская ЕА - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №9, с.560-568.

9. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. - Квантовая электроника, 1981, т.8, №5, с.1144-1145.
10. Брысев А.П., Бункин Ф.В., Власов Д.В., Казаров Ю.Е. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.546-549
11. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, №3, с.160-164.
12. Бункин Н.Ф., Брысев А.П., Власов Д.В., Гервиц Л.Л. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.554-559.

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ОБРАЩЕНИЕ ФРОНТА С СЕЛЕКЦИЕЙ И УПРАВЛЕНИЕМ СИГНАЛОМ

А.Л.Гюламирян, Б.Я.Зельдович, А.В.Мамаев,
Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Шкунов

ВВЕДЕНИЕ

Среди различных методов ОВФ [1-7] голографический метод отличается простотой физических принципов и широкими возможностями управления обращенной волной.

В настоящей статье излагаются результаты теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию этих возможностей при ОВФ методом четырехволнового смешения, или динамической объемной голографии.

Для осуществления ОВФ методом 4-волнового смешения в объемную нелинейную среду направляются три волны частотой ω - сигнал $E_3(\vec{r})$, подлежащий обращению, и две мощные встречные опорные волны $E_1(\vec{r})$ и $E_2(\vec{r})$. Происходящие в среде процессы можно условно разбить на три типа. Во-первых, интерференция попутных волн $E_1(\vec{r})$ и $E_3(\vec{r})$ записывает в среде голографическую решетку возмущения диэлектрической проницаемости вида $\delta\epsilon(\vec{r}) = \chi_{13} E_1 E_3^*$. Считывание этой динамической голограммы встречной волной $E_2(\vec{r})$ дает слагаемое в индукции на частоте ω , $\delta D = \chi_{13} E_1 E_2 E_3^*$. Во-вторых, интерференция сигнала $E_3(\vec{r})$ со встречной опорной волной $E_2(\vec{r})$ дает голограмму вида $\delta\epsilon(\vec{r}) = \chi_{23} E_2 E_3^*$. При считывании этой голограммы полем $E_1(\vec{r})$ получается слагаемое в индукции того же вида: $\delta D = \chi_{23} E_2 E_1 E_3^*$. Наконец, если нелинейная часть диэлектрической проницаемости среды мгновенно следит за напряженностью поля

$$\delta \epsilon(\vec{r}, t) = 2\alpha_{12} E_{\text{вещ}}^2 \approx \frac{1}{2} \alpha_{12} \left[E^2(\vec{r}) e^{-2i\omega t} + 2E E^* + E^{*2}(\vec{r}) e^{2i\omega t} \right],$$

то для встречных опорных волн (при $E_1(\vec{r}) = E_2^*(\vec{r})$) возникает однородная по пространству модуляция диэлектрической проницаемости

$$\delta \epsilon(\vec{r}, t) = \alpha_{12} \left[E_1 E_2 e^{-2i\omega t} + E_1^* E_2^* e^{2i\omega t} \right]$$

с удвоенной частотой по времени. Рассеяние поля $E_3(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} [E_3(\vec{r}) e^{-i\omega t} + E_3^*(\vec{r}) e^{i\omega t}]$ на этих возмущениях дает вклад в индукцию как на частоте 3ω , так и на исходной частоте ω . Последний имеет вид $\delta D = \alpha_{12} E_1 E_2 E_3^*$. В результате суммарного действия всех трех процессов возбуждается нелинейная поляризация с одной и той же пространственной структурой [7]:

$$P_4^{\text{нл}}(\vec{r}) = \delta D / 4\pi = 2\chi^{(3)} E_1(\vec{r}) E_2(\vec{r}) E_3^*(\vec{r}) e^{-i\omega t},$$

где $\chi^{(3)} = (\alpha_{13} + \alpha_{23} + \alpha_{12}) / 8\pi$. Существенно, что при взаимно сопряженных встречных опорных волнах $E_2(\vec{r}) = E_1^*(\vec{r})$ пространственная зависимость $P_4(\vec{r}) \propto |E_1|^2 E_3^*(\vec{r})$ соответствует волне, обращенной по отношению к сигналу $E_3(\vec{r})$. Поэтому поляризация $P_4(\vec{r})$ эффективно возбуждает электромагнитную волну $E_4(\vec{r}) \propto E_3^*(\vec{r})$ во всем объеме взаимодействия. Процессы первых двух типов, медленные в масштабах $1/\omega$, присутствуют как в динамической [4-7], так и в статистической [1-3] голографии. Напротив, процесс третьего типа свойствен только средам с быстрой нелинейностью; он рассматривался в работах [8-11]. Величины и соотношения между коэффициентами α_{13} , α_{23} , α_{12} определяются конкретными видами нелинейности.

1. ЗАДАЧИ УПРАВЛЕНИЯ ОВФ-ВОЛНОЙ

Как известно, ОВФ позволяет решать практически важные задачи. Сюда относится, прежде всего, задача исправления расходимости излучения лазерного усилителя [12] и задача самонаведения излучения на мишень [4]. Однако в целом ряде применений ОВФ точное обращение не является оптимальным, а вместо этого требуется дополнительно коррек-

тировать обращенную волну. ОВФ методом 4-волнового смешения позволяет эффективно управлять следующими характеристиками обращенного пучка: центральным направлением, пространственной структурой, поляризацией и частотой обращенной волны, а также позволяет выделить подлежащие ОВФ сигналы по их частоте и углу приема на фоне помех, т.е. осуществлять целенаправленную селекцию.

Управление центральным направлением [13-15]. Предположим, что в задаче самонаведения за время прохода излучения от объекта наведения до системы ОВФ и обратно объект успевает заметно переместиться. В этом случае для правильного наведения следует ввести в обращенную волну угловое упреждение. Требуемый угол доворота излучения не зависит от расстояния до объекта и составляет $\bar{\gamma} = 2\bar{v}_1 / c$.

Здесь \bar{v}_1 — поперечная к лучу компонента скорости объекта, c — скорость распространения излучения.

Внесение поперечной пространственной модуляции. В ряде задач высококачественному наведению излучения на мишень мешает самовоздействие мощного пучка в среде, например самофокусировка или тепловая самодефокусировка пучка в атмосфере [16]. Применение простой схемы ОВФ-самонаведения здесь не спасает положения, поскольку на пути от мишени к лазеру слабый сигнал идет с малыми нелинейными искажениями, а на обратном пути — с сильными, т.е. нет обратимости процесса распространения. В то же время для компенсации линейных неоднородностей среды и усилителя необходимо применение ОВФ, введение в обращенную волну дополнительной модуляции, предназначенной "упредить" вредное действие нелинейных эффектов, может скомпенсировать как линейные, так и нелинейные искажения.

Выше под пространственной модуляцией подразумевалось умножение (в некотором сечении z_0) обращенной к сигналу $E_3(\bar{r}, z_0)$ волны на плавную амплитудно-фазовую огибающую $f(\bar{r})$:

$$\bar{E}_4(\bar{r}, z_0) = f(\bar{r}) E_3^*(\bar{r}, z_0). \quad (1)$$

Строго говоря, при дальнейшем распространении волны E_4 вида (1) она уже не будет обращенной, даже в форме (1). Однако если огибающая $f(\bar{r})$ достаточно плавная в масштабе поперечных спекл-неоднородностей Ω_3 поля E_3 , т.е. ее поперечный размер $\Omega_f \gg \Omega_3$, то соотношение вида (1) практически не зависящей от z функцией $f(\bar{r})$ остается

справедливым вплоть до расстояний $|z - z_0| \sim \alpha_f \alpha_z / \lambda$. Поэтому обращенное поле вида (1) способно на таких расстояниях компенсировать неоднородности среды с сохранением информации, переносимой плавной огибающей $f(\vec{r})$ (передача изображения через мутные среды).

Распространение поля E_4 вида (1) от сечения z_0 на бесконечность дает его амплитуду в дальней зоне, пропорциональную амплитудному Фурье-спектру от произведения $E_3^*(\vec{r}, z_0) f(\vec{r})$, причем здесь множитель $f(\vec{r})$ - не обязательно плавный. По известным теоремам Фурье-спектр произведения равен свертке Фурье-спектров множителей, и таким образом можно осуществить аналоговое "вычисление" коррелятора полей $E_3^* \circ \tilde{f}$. В реальных системах отображение на бесконечность заменяется отображением в фокальную плоскость линзы [17,18]. Использование ОВФ здесь было существенным, потому что для большинства радиофизических задач интерес представляет коррелятор двух комплексных величин A и B вида $\langle A^* B \rangle$, а не вида $\langle AB \rangle$.

Управление частотой обращенной волны. Представим себе усилитель с неоднородно-уширенной линией усиления, используемый в двухпроходовой схеме с ОВФ. Для достижения высокой чувствительности системы по отношению к слабым сигналам необходимо, чтобы на прямом проходе к ОВФ-зеркалу усиление было максимальным, т.е. усилитель должен работать в линейном режиме. В то же время для достижения высокого энергосъема на обратном проходе излучение должно происходить в режиме глубокого насыщения. Противоречие между этими требованиями можно снять, если обращенная волна имеет другую частоту (или непрерывный спектр частотных компонент) по сравнению с сигналом в пределах неоднородно-уширенной линии усиления.

Управление поляризацией обращенной волны. Для эффективной компенсации анизотропных неоднородностей (например в твердотельных усилителях) необходимо осуществлять полное пространственно-поляризационное ОВФ вида $E_4(\vec{r}) = \text{const} E_3^*(\vec{r})$. Кроме осуществления указанного полного ОВФ, в ряде случаев даже для полностью поляризованного входного сигнала $E_3(\vec{r}) = \vec{e}_3 E_3(\vec{r})$ требуется получить обращенную волну с другой поляризацией, $E_4(\vec{r}) = \vec{e}_4 E_3^*(\vec{r})$ с $\vec{e}_3 \neq \vec{e}_4$; например, с целью оптической развязки. Выбирая геометрию, поляризацию опорных волн и рабочую среду с подходящей структурой тензора нелинейности, можно получить любую поляризацию обращенной волны.

Селекция принимаемых сигналов по частоте. В двухпроходовой схеме компенсации искажений усилителя на вход ОВФ-зеркала поступает, помимо усиленного сигнала, шум свертлюминесценции. Если коэффициент усиления велик, то мощность шума свертлюминесценции может оказаться даже больше мощности усиленного сигнала. Однако в случае узкополосного сигнала имеется возможность не обращать шум усилителя, пользуясь тем, что этот шум идет в достаточно широкой полосе. Этого легко добиться, если обрабатываемое устройство достаточно узкополосно и настроено на частоту сигнала.

2. ЭЛЛИпсоид синхронизма

Эффективное 4-волновое смешение происходит при выполнении условий синхронизма на частоты и волновые векторы взаимодействующих волн. Условие на частоты взаимодействующих волн

$$\hbar(\omega_1 + \omega_2) = \hbar(\omega_3 + \omega_4) \quad (2)$$

можно интерпретировать как закон сохранения энергии в элементарном акте 4-волнового смешения.

Условие пространственного синхронизма следует из того факта, что при плоских опорных волнах $E_1 \exp(i\vec{k}_1 \vec{r} - i\omega_1 t)$, $E_2 \exp(i\vec{k}_2 \vec{r} - i\omega_2 t)$ и плоском обрабатываемом сигнале $E_3 \exp(i\vec{k}_3 \vec{r} - i\omega_3 t)$ поляризационная волна $P_4(\vec{r}, t)$ имеет вид

$$P_4(\vec{r}, t) = 2\chi^{(3)} E_1 E_2 E_3^* \exp[-i\omega_4 t + i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \vec{r}] \quad (3)$$

Для того чтобы поляризация (3) когерентно возбуждала волну E_4 во всем объеме, необходимо, чтобы пространственная и временная зависимости в (3) вместе удовлетворяли волновому уравнению, которое в изотропной среде дает

$$\frac{\omega_4}{c} \sqrt{\epsilon(\omega_4)} = |\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3|. \quad (4)$$

Это же соотношение принято еще записывать в виде

$$\hbar(\vec{k}_1 + \vec{k}_2) = \hbar(\vec{k}_3 + \vec{k}_4), \quad (5)$$

выражающем закон сохранения импульса в элементарном акте 4-волнового смешения; здесь под \vec{k}_4 подразумевается век-

тор, длина которого удовлетворяет дисперсионному уравнению (4).

Пусть частоты ω_1 и ω_2 и направления волновых векторов \vec{k}_1 и \vec{k}_2 фиксированы. Тогда геометрия волновых векторов \vec{k}_3 и \vec{k}_4 , удовлетворяющих условиям (2), (3), (4), представлена на рис.1, и введено обозначение $\vec{q} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$. Для любого заданного направления $\vec{n}_3 = \vec{k}_3/k_3$ уравнения дают одно решение для $|\vec{k}_3|$, т.е. тем самым однозначно определяют частоту синхронизма ω_3 . Напротив, задание частоты сигнала ω_3 (и тем самым $|\vec{k}_3|$) дает на поверхности (рис.1) целый конус синхронных направлений \vec{n}_3 . В случае среды с малой дисперсией $|\vec{k}_3| + |\vec{k}_4| = (\omega_1 + \omega_2) n/c = \text{const}$, и

поэтому поверхность синхронизма представляет собой эллипсоид вращения с фокусами, расположенными в начале и в конце вектора $\vec{q} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ [19,20]. Для задач ОВФ наибольший интерес представляет случай почти вырожденного взаимодействия $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_1$ при почти встречных опорных волнах, $|\vec{q}| = |\vec{k}_1 + \vec{k}_2| = k|\gamma| \ll k$, где $k \approx k_1 \approx k_2$. В этом случае близки между собой все четыре частоты ω_1 , ω_2 , ω_3 , ω_4 , а направление \vec{n}_4 отраженной волны почти встречно направлению сигнала \vec{n}_3 . Свяжем частоту $\omega_3^{\text{опт}}$ и направление $\vec{n}_3^{\text{опт}}$ падающего сигнала E_3 исходя из условий синхронизма:

$$\omega_3^{\text{опт}} = \omega \left(1 + \frac{1}{2} \gamma \cos \beta_3 \right) \quad (6)$$

или

$$\beta_3^{\text{опт}} = \arccos [2 (\omega_3 - \omega) / \omega \gamma]. \quad (6a)$$

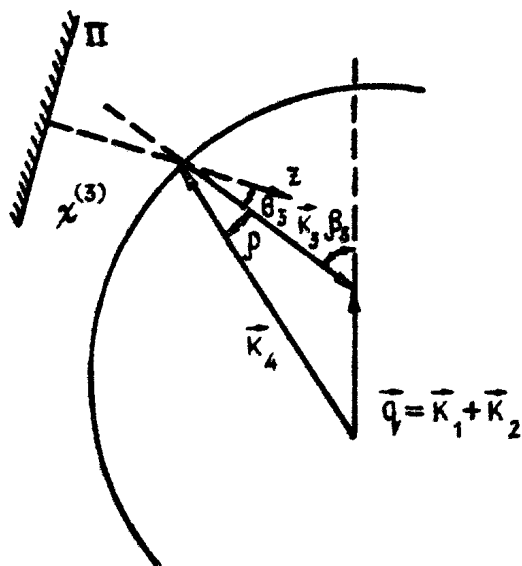
Здесь β_3 - угол между векторами \vec{k}_3 и $-\vec{q} = -(\vec{k}_1 + \vec{k}_2)$, $\omega = (1/2)(\omega_1 + \omega_2)$ (см. рис.1). Обращение при $\vec{q} \neq 0$ происходит с поворотом на угол

$$\vec{p} = \vec{n}_4 + \vec{n}_3; \quad |\vec{p}| = \gamma \sin \beta_3 = (|\vec{q}|/k) \sin \beta_3. \quad (7)$$

Отличие от нуля вектора $\vec{q} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ связано с двумя причинами: невстречность опорных волн ($\vec{n}_1 + \vec{n}_2 \neq 0$) или отличие их частот ($\omega_1 - \omega_2 \neq 0$):

$$\vec{q} = k\vec{\gamma} \approx k \left[(\vec{n}_1 + \vec{n}_2) + n_1 \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} \right];$$

$$|\vec{\gamma}| \approx \sqrt{(\vec{n}_1 + \vec{n}_2)^2 + [(\omega_1 - \omega_2)/\omega_1]^2}. \quad (8)$$



Р и с. 1. Эллипсоид синхронизма: Π — поверхность нелинейной среды, через которую вводится сигнал, \bar{z} — нормаль к поверхности

Тем самым даже при вырожденных по частоте опорных волнах ($\omega_1 = \omega_2$) за счет геометрии эксперимента можно осуществлять настройку системы на прием сигнала с другой частотой. Кроме того, можно управлять углом поворота обрабатываемого сигнала, меняя лишь частоты (а не только направления) опорных волн.

3. ЧАСТОТНО-УГЛОВАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ПРОЦЕССА 4-ВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ

Коэффициент отражения сигнала в обращенную волну $R = |E_4|^2 / |E_3|^2$ в борновском приближении равен

$$R_o = \left| \frac{4\pi\omega}{nc} x^{(3)} E_1 E_2 \rho / \cos \theta_3 \right|^2, \quad (9)$$

где индекс "о" обозначает случай точного выполнения усло-

вий синхронизма (2) - (5); $l/\cos \theta_3$ - длина пути сигнала по слою нелинейной среды толщиной l . При неточном синхронизме эффективность обращения падает. Для того чтобы определить закон этого спада, следует вспомнить, что поляризация $P_4(\vec{r})$, возбуждающая волну E_4 , имеет пространственную зависимость вида (3), но лишь внутри слоя $0 \leq z \leq l$ нелинейной среды (z выбрано по нормали к входной поверхности слоя). В силу однородности плоских опорных волн и граничных условий относительно трансляций по x и y поперечные компоненты $(\vec{k}_4)_\perp$ волнового вектора обращенного сигнала E_3 точно удовлетворяют условию

$$(\vec{k}_4)_\perp = (\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3)_\perp. \quad (10)$$

Для заданного $(\vec{k}_4)_\perp$ волновое уравнение на частоте ω_4 требует значения $k_{4z} = \sqrt{\omega_4^2 \epsilon(\omega_4)/c^2 - (\vec{k}_4)_\perp^2}$, и при отклонении от условия синхронизма возникает z -компонента расстройки волновых векторов $\Delta k \equiv \Delta k_z = (\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3)_z - k_{4z}$. Подчеркнем еще раз, что здесь бессмысленно было бы говорить о расстройке поперечных компонент волновых векторов, поскольку импульс в поперечной плоскости сохраняется точно [13,19].

С учетом отстройки от условий синхронизма $\Delta k \equiv \Delta k_z \neq 0$ коэффициент отражения равен

$$R(\Delta k) = R_0 (\sin \tau / \tau)^2, \quad \tau = \frac{1}{2} \Delta k l. \quad (11)$$

Таким образом, расчет частотно-угловой селективности процесса 4-волнового смешения сводится к вычислению $\Delta k = \Delta k_z$ в зависимости от частоты и направления (ω_3, \vec{n}_3) сигнальной волны при заданных параметрах опорных волн. Эти вычисления, требующие довольно громоздких выкладок, дают сравнительно простой ответ:

$$\Delta k = k \left(2 \frac{\omega_3 - \omega}{\omega} + \gamma \cos \beta_3 \right) / \cos \theta_3. \quad (12)$$

Здесь введено обозначение $k = \omega n/c$, угол падения сигнала θ_3 отсчитывается от нормали к границе слоя. Полуширина по уровню 0 (Н W 0 М) определяется условием $\Delta k l = 2\pi$.

Рассмотрим, следуя работе [19], частные случаи, следующие из (12). Спектральная селективность процесса ОВФ методом 4-волнового смешения, т.е. допустимая отстройка от точного условия синхронизма (6), по отношению к сигнал-

вой волне составляет

$$\Delta \omega_3 (H W O M) = \omega \frac{\pi \cos \theta_3}{k l} \quad (13)$$

Аналогично для угловой селективности

$$\Delta \beta_3 (H W O M) = \frac{2\pi \cos \theta_3}{k l \gamma \sin \beta_3} \quad (14)$$

Напомним, что угол β_3 отсчитывается внутри среды.

Формулы (6), (13), (14) были получены в борновском приближении $R_0 \ll 1$ и в предположении безынерционного локального механизма $\chi^{(3)}$. Они описывают "волновой" механизм селекции. Однако в средах с инерционной нелинейностью и с пространственной нелокальностью отклика возникают дополнительные ограничения на направления и частоты взаимодействующих волн. Иначе говоря, селекция может осуществляться еще и механизмом самой нелинейности среды. Например, для мандельштам-бриллюэновской нелинейности

$$\chi = \text{const} \left[\omega_3 - \omega_2 - v_{3B} |\vec{k}_3 - \vec{k}_2| + i\Gamma \right]^{-1} \quad (15)$$

В результате нелинейность срабатывает только в узкой полосе частот сигнала $|\omega_3 - \omega_2 - v_{3B} |\vec{k}_3 - \vec{k}_2|| \ll \Gamma$, где Γ^{-1} — амплитудное время затухания гиперзвуковой волны.

Для резонансных газов [25, 27, 28, 32, 33] с однородной шириной линии γ и неоднородной (доплеровской) шириной $\Delta \omega_D = k v_T$ имеет место узкий резонанс с $|\omega_1 - \omega_3| \ll \gamma$ при почти коллинеарном распространении сигнальной и одной из опорных волн (E_1). В самом деле, с опорной волной E_1 резонансно взаимодействуют атомы, имеющие скорости \vec{v} в пределах $|\vec{k}_1 \vec{v} - \omega_1 + \omega_{0B}| \ll \gamma$, а с сигнальной волной E_3 — в пределах $|\vec{k}_3 \vec{v} - \omega_3 + \omega_{0B}| \ll \gamma$. Эти группы существенно перекрываются (волны E_1 и E_3 эффективно записывают интерференционную решетку) лишь при условии малости угла ($\theta_{13} \ll \gamma / \Delta \omega_D$) и условии на частоты $|\omega_1 - \omega_3| \ll \gamma$.

В общем случае учет частотной и пространственной дисперсии нелинейного отклика χ может быть произведен, если в выражение (9) для R_D подставить $\chi(\omega_i, \vec{k}_i)$ с явной зависимостью от ω_i, \vec{k}_i . Результирующее выражение для $R(\omega_i, \vec{k}_i)$ есть произведение двух функций: $|\chi(\omega_i, \vec{k}_i)|^2$ — от механизма нелинейности и $[\sin(\Delta k l / 2) / (\Delta k l / 2)]^2$ — от волновой картины 4-волнового смещения. Ясно, что ре-

зультирующие ширины перестроечных кривых будут определяться в основном ширинами более узкого из сомножителей.

Сделаем численную оценку. При толщине среды $l = 5$ см, $\kappa = 1,5 \cdot 10^5$ см⁻¹, $\cos \theta_3 \approx 1$, $\omega = 3 \cdot 10^{15}$ ($\lambda = 0,7$ мкм) имеем $\Delta\omega_3 \approx 10^{10}$ с⁻¹, $\Delta\omega_3/2\pi \approx 1,5 \cdot 10^9$ Гц. Таким образом, многие из нелинейностей (электронная ориентация молекул жидкости, нелинейность красителей) в этом масштабе являются безынерционными. Благодаря этому на основе 4-волнового смешения можно создавать достаточно узкополосные "волновые" фильтры, достоинством которых является возможность управлять в широких пределах как положением, так и шириной линии, простым изменением геометрии или частот опорных волн [19, 23]. Напротив, для заданной среды с узким резонансом (манделъштам-бриллюэновская нелинейность, резонансные газы и пары металлов, тепловые нелинейности) положение резонанса и его ширина обычно фиксированы. Тем не менее выбор подходящей среды позволяет сделать ширину полосы достаточно узкой; например, в [29, 32] на резонансных нелинейностях была получена полоса $\Delta\omega/2\pi \approx 50$ МГц.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

ОВФ методом 4-волнового смешения с поворотом [14, 15]
ОВФ методом 4-волнового смешения с поворотом при совпадающих частотах всех взаимодействующих волн было экспериментально реализовано в работах [14, 15] для $\lambda = 1,06$ мкм с использованием просветляющегося красителя в качестве нелинейной среды. При этом вектор $\vec{\gamma}$ перпендикулярен направлению распространения опорных волн и характеризует угол их неточной коллинеарности. Оптимальные направления сигнала, удовлетворяющие условию синхронизма, лежат на конусе вокруг $\vec{\gamma}$ с углом при вершине $\pi/2 - \gamma/2$ [13].

ОВФ методом 4-волнового смешения с поворотом для сложной пространственной структуры было реализовано в кювете толщиной 1 мм. Неоднородное поле сигнала получалось пропусканием плоской волны через фазовую пластину, изображение которой строилось линзой на поверхности кюветы. Расходимость сигнала на входе в кювету определялась в основном фокусирующим действием линзы и составляла $3 \cdot 10^{-2}$ рад (в воздухе). Разворот опорных волн осуществлялся наклоном призмы полного внутреннего отражения, фор-

мирующей вторую опорную волну. Центральное направление распространения сигнальной волны лежало на конусе синхронизма.

После обратного прохода через фазовую пластину обращенная волна восстанавливалась до плоской и в соответствии с теорией была повернута на угол, совпадающий с углом разворота опорных волн γ . Максимальное значение γ составляло 10^{-2} рад и ограничивалось апертурой системы регистрации. Замечательно, что, несмотря на значительный поворот $\gamma \sim 10^{-2}$ рад, происходила компенсация искажений, внесенных фазовой пластинкой. Это было достигнуто использованием линзы, отображавшей фазовую пластину на поверхность кюветы. Угловая ширина 4-волнового зеркала, оцениваемая по формуле (14) при $\sin \beta_3 \approx 1$, $\cos \theta_3 \approx 1$, $k \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\gamma = 2 \cdot 10^{-2}$ рад, $l = 0,1 \text{ см}$, составляла $6 \cdot 10^{-2}$ рад в среде, т.е. 10^{-1} рад в пересчете на воздух. И действительно, в полном соответствии с теорией энергетические характеристики ОВФ методом 4-волнового смещения в этом опыте не зависели от угла поворота γ .

Для проверки теоретических предсказаний об угловой селективности ОВФ методом 4-волнового смещения с поворотом был проведен другой опыт. В нем использовалась кювета толщиной $l = 0,5 \text{ см}$, углы поворота $\gamma \approx 4 \cdot 10^{-2}$ и $8 \cdot 10^{-2}$ рад, а сигнальная волна формировалась линзой, расположенной в непосредственной близости к кювете. Лучи сигнала, проходившие через края линзы, выходили по углу за теоретически рассчитанную ширину полосы синхронизма. В такой схеме угловая ширина полосы обращения давалась размером обращенного пучка на линзе. В полном соответствии с теорией этот размер уменьшался в 2 раза при двукратном увеличении γ и составил $\Delta \beta_3 \approx 3,2 \cdot 10^{-2}$ и $1,8 \cdot 10^{-2}$ рад соответственно. (Напомним, что все углы пересчитаны внутрь среды.) Отметим в заключение, что отличие вектора $\vec{Q} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ от нуля может возникать и при точном вырождении ($\omega_1 = \omega_2$ и $\vec{n}_1 = -\vec{n}_2$) за счет нелинейных добавок к волновому вектору [13]:

$$\delta \vec{k}_1 = \vec{n}_1 2\pi \frac{\omega}{c n} x^{(3)} (|E_1|^2 + 2|E_2|^2); \quad (16)$$

$$\delta \vec{k}_2 = \vec{n}_2 2\pi \frac{\omega}{c n} x^{(3)} (|E_2|^2 + 2|E_1|^2).$$

В результате $\vec{Q} \neq 0$ и может происходить ОВФ с поворотом или с частотной перестройкой, определяемыми интенсивностями

опорных волн. Эта ситуация экспериментально анализировалась в работе [34].

Перенесение дополнительной поперечной модуляции из опорной волны в обращенную было экспериментально продемонстрировано в [18].

Частотная селекция сигнала. Использование ОВФ методом 4-волнового смещения для частотной селекции сигнала было впервые предложено в работе [22] для случая точно встречных опорных волн одинаковой частоты в безынерционной среде. В этом случае поворота обращенной волны не происходит, а "волновой" механизм селективирует сигналы с центром линии на частоте самих опорных волн. Экспериментальное исследование такого фильтра было проведено в [20, 29, 35]. В [20, 29] излучение неодимового лазера мощностью ~ 20 МВт использовалось для формирования встречных опорных волн дифракционного качества в кювете с сероуглеродом толщиной $l = 4$ см. Керровский механизм нелинейности сероуглерода имеет характерные времена релаксации $\sim 10^{-12}$ с, и тем самым для использованных частотных сдвигов нелинейность была практически безынерционной. Сдвинутая по частоте сигнальная волна формировалась путем вынужденного рассеяния части лазерного излучения в газообразном SF_6 , в ацетоне и полистироле. Сигнал подавался почти коллинеарно (под углом $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ рад) к одной из опорных волн. Зависимость коэффициента отражения в обращенную волну от частотной отстройки $\Omega_3 = \omega_1 - \omega_3$ для трех точек (где $\omega_1 = \omega_2$) приведена на рис. 3,б (см. далее). Теоретическая кривая построена по формуле (11) с параметром $l \approx 2$ см, подобранным по лучшему совпадению с экспериментом. Эффективная длина взаимодействия оказалась несколько меньше полной длины кюветы из-за неполного перекрытия взаимодействующих пучков. В [35] частотная селекция осуществлялась при 4-волновом смещении в световоде, заполненном также сероуглеродом.

Влияние инерционности нелинейного отклика на частотную селекцию сигнала было экспериментально продемонстрировано в ряде работ [24, 31, 32, 33]. Остановимся подробнее на результатах работы [24], где в качестве строго встречных опорных волн использовались пучок от неодимового лазера E_1 мощностью ~ 10 МВт и высекаемая им стокова компонента ВРМБ назад E_2 в световоде с сероуглеродом. Эти две волны имели развитую спекл-структуру и были взаимно

обращенными. Четырехволновое смешение происходило в той же кювете, в которой возбуждалась опорная волна. Сдвинутая по частоте сигнальная волна формировалась так же, как и в эксперименте [20, 29], и направлялась в световод под небольшим углом к накачке E_1 . Частоты опорных волн ω_1 и ω_2 отличались на величину $\Omega_{\text{МБ}}/2\pi = (\omega_1 - \omega_2)/2\pi \approx 3,8$ ГГц, соответствующую РМБ в CS_2 . Частота отраженного сигнала равнялась $\omega_4 = \omega_1 - \Omega_{\text{МБ}} + \Omega_3$.

В сероуглероде ВРМБ-нелинейность заметно больше керровской ориентационной нелинейности. Поэтому доминирующим механизмом 4-волнового смешения в нашем случае являются запись гиперзвуковых решеток $\delta\epsilon \propto E_2 E_3^* \exp[-i(k_2 + k_3)z + i(\Omega_{\text{МБ}} - \Omega_3)t] + \text{с.с.}$ и считывание образовавшейся отражательной голограммы волной $E_1 \exp(ik_1 z - i\omega_1 t)$. Время релаксации этого механизма равно амплитудному времени жизни гиперзвукового фонона Γ^{-1} , определяемому полушириной линии Γ спонтанного РМБ в CS_2 . Центральная частота фильтра реализуется при $\omega_3 - \omega_2 = \Omega_{\text{МБ}}(\text{CS}_2)$; иначе говоря, $\omega_3 \approx \omega_1$. При отстройке от этого значения эффективность записи решеток уменьшается и коэффициент отражения в обращенную волну падает по закону $\Gamma^2 / (\Gamma^2 + \Omega_3^2)$. Эффективная длина взаимодействия определялась характерной длиной усиления стоксовой волны E_2 в световоде и составляла ~ 1 см. По этой причине "волновой" механизм селекции здесь не играл роли.

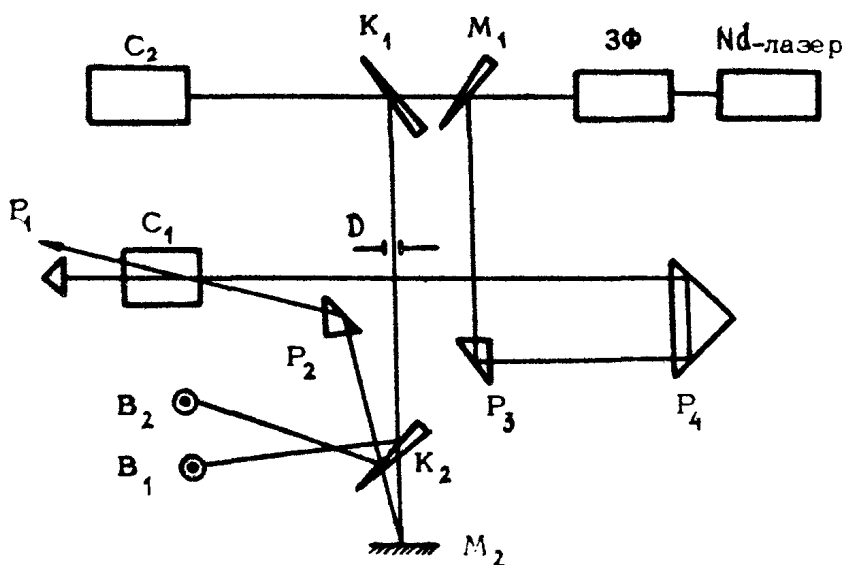
Эксперименты были проведены при $\Omega_3 = 0$ (сигнал формировался прямо из волны E_1), при $\Omega_3/2\pi = 220$ МГц (SF_6), 2720 МГц (C_2F_4), 3890 МГц (бензол). При минимальном сдвиге $\Omega_3/2\pi = 220$ МГц коэффициент отражения падал примерно в 30 раз, а при больших сдвигах обращенная волна вообще не была зарегистрирована ($R \ll 0,5\%$). Это находится в разумном согласии с теоретической оценкой при $\Gamma/2\pi \sim 30$ МГц.

В работе [31] механизм записи состоял в образовании тепловых решеток попутных опорной и сигнальной волн от импульсного неодимового лазера в красителе. Сравнялось отражение сигналов с нулевым сдвигом частоты и с $(\omega_1 - \omega_2)/2\pi = 0,9$ ГГц. Коэффициент отражения сдвинутого по частоте сигнала падал более чем на 3 порядка.

В работе [32] исследовалось взаимодействие пучков генерируемых двумя лазерами на красителе, в парах натрия вблизи резонансного перехода $\lambda = 589$ нм. При угле $\theta_{13} \approx$

$\approx 0,4^\circ$ и длине взаимодействия $l \approx 2,5$ см был реализован фильтр с шириной полосы (F W H M) порядка 40-50 МГц. Аналогичные измерения, но при использовании лазера с большой шириной линии генерации ($\sim 0,3$ см $^{-1}$) были проведены в работе [33]; при этом ширина фильтра определялась, по-видимому, апертурным эффектом и составила те же 0,3 см $^{-1}$.

Перестраиваемый по частоте ОВФ-фильтр. Впервые перестраиваемый по частоте ОВФ-фильтр был предложен в работе [23] на основе "волнового" механизма селекции. При возможности перестраивать опорные волны по частоте перестройки центральной частоты фильтра $\omega_3^{\text{ОПТ}}$ можно добиться и при точно встречных опорных волнах; при малых углах θ_{13} частота $\omega_3^{\text{ОПТ}}$ совпадает с частотой попутной опорной волны ω_1 . При вырожденных по частоте опорных волнах необходимо вносить угол их неустраиваемости γ , и перестройка осуществляется изменением проекции вектора $\vec{\gamma}$ на направление сигнала \vec{n}_3 , см. формулу (6). В этих обозначениях $\omega_3^{\text{ОПТ}} = \omega_1 - 2^{-1} \omega_1 \gamma \theta_{13}$. Экспериментально перестраиваемый 4-волновый фильтр был реализован в работе [30] с вырожденными по частоте опорными волнами на длине волны импульсного неодимового лазера. Опорные волны, разъюстированные на варьируемый угол $\gamma \ll 1$, взаимодействовали с сигнальной волной, падающей под углом θ_{13} по отношению к попутной опорной волне в плоскости разъюстировки. Кювета длиной 4 см была заполнена сероуглеродом. Схема эксперимента приведена на рис.2. Сдвинутый по частоте сигнал получался за счет ВРМБ в различных веществах: в ацетоне и в полистироле. Для заданного сдвига частоты $(\omega_1 - \omega_3)/2\pi = 0, 3,2$ ГГц и 6,3 ГГц и при фиксированном угле $\theta_{13} = 4 \cdot 10^{-2}$ рад измерялась зависимость коэффициента ОВФ-отражения от угла γ разъюстировки опорных волн, рис.3,а. Из полученных точек для фиксированного угла γ можно построить кривую из трех точек, описывающую спектральный профиль линии фильтра. На рис.3,б такая зависимость приведена для $\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$ рад. Это значение γ и теоретически, и экспериментально совпадает с оптимальным для отражения сигнала, сдвинутого на 3,2 ГГц. Таким образом, экспериментально была получена перестройка центральной частоты фильтра в пределах до 3 ГГц с полушириной $\sim 1,5$ ГГц, что совпадает с теоретической оценкой по формулам (11), (13) при $l \approx 4$ см.

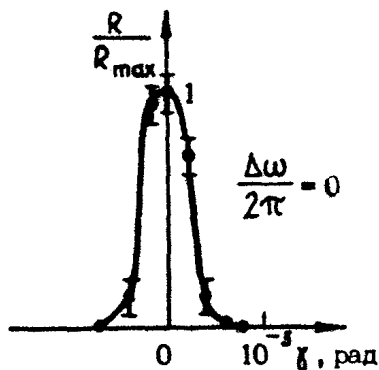
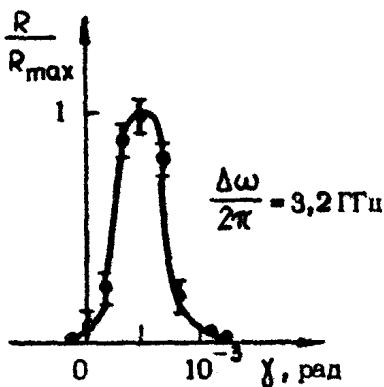


Р и с. 2. Схема эксперимента по реализации перестраиваемого 4-волнового фильтра. Излучение Nd-лазера после прохождения затвора Фарадея 3Ф делилось на две части. Первая часть с помощью призм P_3 и P_4 заводилась в рабочую кювету C_1 с CS_2 для создания опорных волн. Встречная опорная волна получалась отражением первой призмой P_1 . Сигнальный пучок со сдвигом частоты получался при ВРМБ из вспомогательной кюветы C_2 . B_1 и B_2 - калориметры для регистрации энергии сигнальной и обращенной волн соответственно

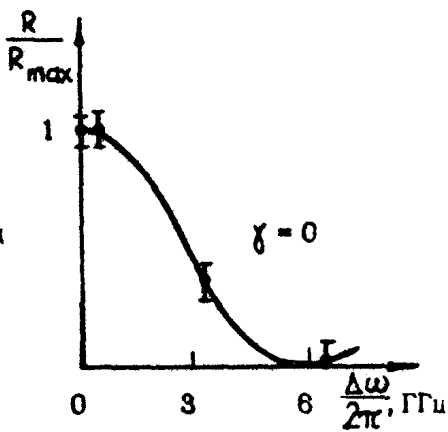
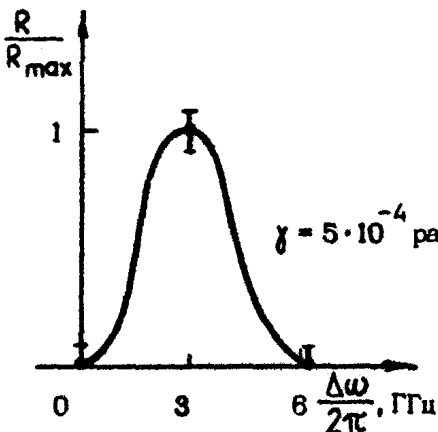
5. УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОБРАЩЕННОЙ ВОЛНЫ

Для среды с изотропной локальной нелинейностью вектор кубичной поляризации записывается в виде

$$P_i^{(3)} = \chi_{ij} (E^* E) E_j + \chi_{ij} (E E) E_j^* \quad (17)$$



а)



б)

Р и с. 3. Зависимость коэффициента отражения от угла расстройки γ при $\theta_{13} = 4 \cdot 10^{-2}$, при фиксированном $\Delta\omega$ (а) и от частотного сдвига $\Delta\omega$ при фиксированном γ (б)

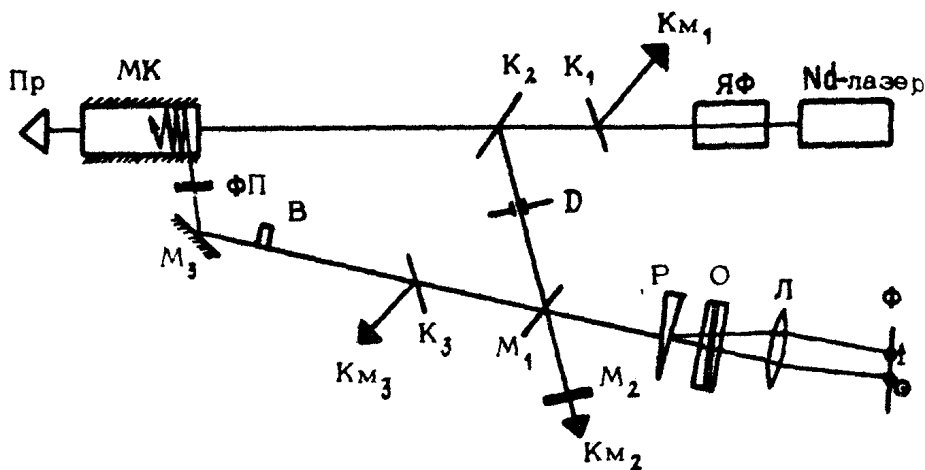
Для чисто электронной нелинейности $\chi_{\alpha} = 2\chi_{\beta}$. Тепловая нелинейность в существенно нестационарном режиме и строго стационарная стрикционная нелинейность также могут рассматриваться как пространственно-локальные; в этом случае для них $\chi_{\beta} = 0$, так как среда откликается только на скалярную интенсивность $(\vec{E} \cdot \vec{E}^*)$. Наконец, для чисто ориентационной керровской нелинейности $\chi_{\alpha} = 3^{-1}\chi_{\beta}$. Комплексный вектор обращенной волны \vec{E}_4 с учетом условия поперечности электромагнитных волн пропорционален [13, 21, 36]

$$\vec{E}_4 \approx \chi_{\alpha} \left[(\vec{E}_1 \vec{E}_3^*) \hat{n} \vec{E}_2 + (\vec{E}_2 \vec{E}_3^*) \hat{n} \vec{E}_1 \right] + 2\chi_{\beta} (\vec{E}_1 \vec{E}_2) \vec{E}_3^*, \quad (18)$$

где $\Pi_{ik} = \delta_{ik} - n_{4i} n_{4k}$ - оператор проектирования на плоскость, перпендикулярную направлению распространения $\vec{n}_4 = -\vec{n}_3$, кроме того, учтено, что $\hat{n} \vec{E}_3^* = \vec{E}_3^*$. Отсюда видно, что состояние поляризации обращенной волны определяется не только поляризацией сигнала, но и ортами поляризации опорных волн \vec{E}_1 , \vec{E}_2 и геометрией взаимодействия. Варьируя эти параметры и свойства среды, можно получать практически любое состояние поляризации отраженной волны.

Остановимся подробнее на задаче получения полного пространственно-поляризационного ОВФ вида $\vec{E}_4(\vec{r}) \approx \vec{E}_3^*(\vec{r})$. Такое ОВФ необходимо для компенсации оптических неоднородностей оптически анизотропных сред. Из формулы (18) легко найти случаи, для которых такое полное ОВФ имеет место [13,21]. Это, во-первых, случай, когда для любого вектора $\vec{E}_3 \perp \vec{n}_3$ выполняется $(\vec{E}_1 \vec{E}_3^*) = (\vec{E}_2 \vec{E}_3^*) = 0$, что легко реализовать для линейно-поляризованных опорных волн с $\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = \vec{n}_3$. Второй случай может быть реализован при почти коллинеарном с опорными волнами распространении сигнала, если выбирать $\vec{E}_1 \approx \vec{E}_2 + i\vec{E}_y$, $\vec{E}_2 \approx \vec{E}_2 - i\vec{E}_y$, т.е. сделать опорные волны либо обе правоциркулярно-, либо обе левоциркулярно-поляризованными.

Экспериментально первый метод был реализован в работе [36]. Схема эксперимента изображена на рис.4. Взаимодействие осуществлялось в многомодовой кювете МК, заполненной LiS_2 . Путь сигнала по области взаимодействия в результате многократных отражений достигал 20 см. Половина сечения полностью поляризованного сигнального пучка перекрывалась вращателем В, поворачивающим плоскость поляризации на 90° . За вращателем устанавливалась фазовая пластина ФП. Двупреломляющий клин Р разводил по углу разные поляризационные компоненты обращенной волны. Полное обращение контролировалось отсутствием в ОВФ-волне при обратном прохождении ФП и В дополнительной поляризационной компоненты, ортогональной поляризации сигнала. Схема эксперимента обладала той особенностью, что для увеличения длины пути пучков \vec{E}_3 и \vec{E}_4 по области взаимодействия были использованы зеркала M_1, M_2 . При этом путь мощных опорных волн \vec{E}_1, \vec{E}_2 по нелинейной среде оказывался сравнительно коротким, это в принципе позволяет



Р и с. 4. Схема эксперимента по получению полного пространственно-поляризационного обращения: ЯФ - ячейка Фарадея; K_1, K_2, K_3 - клинья; $Км_1, Км_2, Км_3$ - калориметры; M_1, M_2, M_3 - зеркала; Пр - призма полного внутреннего отражения; О - ступенчатый ослабитель; Д - диафрагма; Ф - фотопластинка

получать большой коэффициент ОВФ-отражения, избегая эффектов самовоздействия опорных волн. Экспериментально было зарегистрировано полное пространственно-поляризационное ОВФ пучка с неоднородным по сечению состоянием поляризации. Коэффициент отражения достигал 10% при высоком качестве ОВФ (доля ОВФ 100% с экспериментальной точностью 20%).

Второй метод был реализован экспериментально в работе [37], также на нелинейности сероуглерода. Интересные поляризационные исследования по ОВФ методом 4-волнового смешения на мандельштам-бриллоуновской нелинейности были проведены в работе [38].

Таким образом, в настоящее время видны ясные перспективы создания частотных и угловых ОВФ-фильтров и методов управления параметрами обращенной волны и установлены основные физические принципы работы таких устройств. Практическая важность этих задач подробно рассмотрена во введении

Л и т е р а т у р а

1. Bragg W.L.-Nature, 1950, v.166, N4218, p.399.
2. Gabor G. Patent N2.770.166 (USA), 1951.
3. Денисюк Ю.Н.-Оптика и спектроскопия, 1963, т.15, с.522.
4. Kogelnik H.W. Patent N3.449.577 (USA), 1965.
5. Степанов Б.И., Ивакин Е.И., Рубанов А.С. - ДАН СССР, 1971, т.196, с.567.
6. Woerdman J.P. - Opt.Communs., 1970, v.2, p.212.
7. Hellwarth R.W. - Journ.Opt.Soc.Am., 1977, v.67, p.1.
8. Чабан А.А. - Письма в ЖЭТФ, 1967, т.6, с.967.
9. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. - Квант. электроники, 1981, т.8, с.1144.
10. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. - ДАН СССР, 1982, т.263, с.325.
11. Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. - Квант. электроника, 1982, т.9(4).
12. Носач О.Ю., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзулов Ф.С. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, с.617.
13. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. - В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький, 1979, с.23; Препринт № 267. М.: ФИАН, 1978.
14. Blaschuk V.N. e. a. - Opt.Communs., 1979, v.31, p.383.
15. Блащук В.Н., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В. и др. - Труды У1 Вавиловской конф., 1979, т.2, с.197.
16. Воронцов М.А., Егоров К.Д., Кандидов В.П. и др. - Тезисы докл. 4-го Всесоюз. симпозиума по распространению световых пучков в атмосфере. Томск, 1981, т.1, с.3.
17. Pepper D.M., Yeung J.Au., Fekete D., Yariv A. - Opt.Lett., 1979, v.3, p.7.
18. Одулов С.Г., Соскин М.С. - ДАН СССР, 1980, т.252, с.336.
19. Pilipetsky N.F., Shkunov V.V. - Opt.Communs., 1981, v.37, p.217.

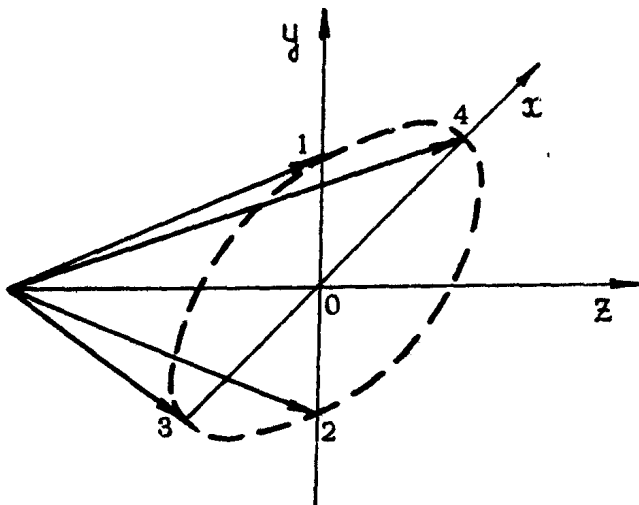
20. Gulamirian A.L., Mamaev A.V., Pilipetsky N.F., Ragulsky V.V., Shkunov V.V. - Proc.Conf.Optics in four dimensions, 1980, p.215.
21. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. - Квант. электроника, 1979, т.6, с.629.
22. Pepper D.M., Abrams R.L. - Opt.Lett., 1978, v.3, p.212.
23. Блашук В.Н., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. - ДАН СССР, 1980, т.251(7).
24. Гуламирян А.Л., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. - Оптика и спектроскопия, 1981, т.51, с.204.
25. Nilsen J., Yariv A. - Appl.Opt., 1978, v.18, p.143.
26. Tao-yi Fu, M.Sargent III - Opt.Lett., 1979, v.4, p.366.
27. Nilsen J., Yariv A. - J.O.S.A., 1981, v.71, p.180.
28. Nilsen J., Yariv A. - Opt.Communs., 1981, v.39, p.199.
29. Гуламирян А.Л., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В., Шкунов В.В. - Квант. электроника, 1981, т.8, с.196.
30. Гуламирян А.Л., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. - Оптика и спектроскопия, 1982, т.52, с.3.
31. Ерохин А.И., Морачевский Н.Б., Файзуллоев Ф.С. Препринт № 150, М., ФИАН, 1980.
32. Nilsen J., Gluck N., Yariv A. - Opt.Lett., 1981, v.6(8), p.380.
33. Saikan S., Waketa H. - Opt.Lett., 1981, v.6(6), p.281.
34. Борш А.А., Бродин М.С., Волков В.И., Кухтарев Н.В. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5(20), с.1240.
35. Lam L.K., Hellwarth R.W. - 11th Int.Conf., Boston, 1980.
36. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. - Квант. электроника, 1980, т.7, с.627.
37. Martin G., Lam L.K., Hellwarth R.W. - Opt.Lett., 1980, v.5, p.185.
38. Беспалов В.И., Бегин А.А., Кулагина С.Н., Пасманик Г.А., Шилов А.А. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, с.1288.

ПОПУТНОЕ 4-ПУЧКОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ИНЕРЦИОННЫХ СРЕДАХ

Ю.И.Кучеров, С.А.Лесник, М.С.Соскин, А.И.Хижняк

1. Многопучковые взаимодействия в нелинейных средах привлекают пристальное внимание исследователей в связи с задачами ОВФ, обработки информации, самовоздействия пучков сложной пространственной структуры и т.п. В последнее время появились работы [1-5], посвященные исследованию попутного 4-пучкового взаимодействия (ПЧПВ), когда пучки неколлинеарны и некомпланарны (рис.1). Условие синхронизма ($\vec{\kappa}_4 = \vec{\kappa}_1 + \vec{\kappa}_2 - \vec{\kappa}_3$) для такого взаимодействия обсуждалось в работах [6,7].

Если пучки накачки (1 и 2, рис.1) имеют плоские волновые фронты (либо они комплексно сопряжены) и на вход среды подается сигнальный пучок 3, то появляется пучок 4, комплексно-сопряженный к пучку 3. Как видно из рис.1, направление распространения 4-го пучка не совпадает с направлением распространения 3-го. Для получения ОВФ необходимо 4-й пучок направить навстречу 3-му, сигнальному. Это можно осуществить с помощью зеркала, установленного после нелинейной среды перпендикулярно оси конуса синхронизма. Однако в этом случае происходит поперечный снос пучка с ОВФ по отношению к сигнальному. Для устранения этого, т.е. получения полного ОВФ, в работе [2] было предложено направлять сигнальный пучок со встречного к пучку 4 (см.рис.1) направления, а во входной плоскости нелинейной среды отражать его по направлению пучка 3. Существенным преимуществом такой схемы ОВФ является компенсация оптических неоднородностей нелинейной среды, в том числе и наводимых взаимодействующими пучками [2,3].



Р и с.1. Схема попутного 4-пучкового взаимодействия: 1 и 2 - пучки накачки, 3 - сигнальный лучок, 4 - пучок с комплексно-сопряженным по отношению к 3-му пучку фронтом

В данной работе излагаются результаты теоретического и экспериментального исследования ПЧПВ в средах с инерционной кубической нелинейностью.

2. Для простоты рассмотрим характеристики ПЧПВ на примере взаимодействия 4 квазиплоских пучков, когда их относительный снос на толщине нелинейной среды меньше характерных масштабов поперечной структуры и поперечных размеров оптических неоднородностей нелинейной среды. Если при этом расходимость пучков меньше угловой селективности записываемых динамических голограмм, то их взаимодействие можно описать в приближении плоских волн.

Процесс ПЧПВ обусловлен записью в нелинейной среде совокупности динамических голограмм. Пучок накачки 1 (см. рис.1) и сигнальный 3 записывают голограмму, считывая которую пучок накачки 2 порождает пучок 4. Другим каналом рождения пучка 4 является дифракция пучка 1 на голограмме пучков 2 и 3. Голограммы пучков 1,3 и 2,4 в силу фазового характера записи рассогласованы между собой на $\pi/2$ (см. [8]). То же происходит с голограммами 2,3 и 1,4. Благодаря этому сдвигу обеспечивается направ-

ленная передача энергии от пучков накачки 1,2 к пучкам 3 и 4. Кроме указанных выше голограмм, в среде записываются еще голограммы пучков 1,2 и 3,4. В случае инерционной среды с релаксацией нелинейного изменения показателя преломления за счет рекомбинации и диффузии возбуждений времена жизни голограмм, записываемых пучками i, j (T_{ij}), будут выражаться следующим образом (в условиях синхронизма)

$$T_{ij}^{-1} = T_0^{-1} + D |\vec{k}_i - \vec{k}_j|^2, \quad (1)$$

где T_0 - время рекомбинации, а D - константа диффузии. Для тепловой решетки и широких пучков с однородным распределением интенсивности можно положить, что $T_0 \rightarrow \infty$.

Пусть все волны одинаково линейно поляризованы и угол раскрытия конуса синхронизма (см.рис.1) не слишком велик. Тогда синхронное взаимодействие таких волн описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial a_{1,2}}{\partial z} = -i \left[a_{2,1} \int_{-\infty}^{\tau} a_{1,2} a_{2,1}^* \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\tau_1}\right) d\tau' + a_3 \int_{-\infty}^{\tau} (a_3^* a_{1,2} + a_4 a_{2,1}^*) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\tau_2}\right) d\tau' + a_4 \int_{-\infty}^{\tau} (a_4^* a_{1,2} + a_3 a_{2,1}^*) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\tau_3}\right) d\tau' \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial a_{3,4}}{\partial z} = -i \left[a_{4,3} \int_{-\infty}^{\tau} a_{3,4} a_{4,3}^* \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\tau_1}\right) d\tau' + a_1 \int_{-\infty}^{\tau} (a_1^* a_{3,4} + a_2^* a_{4,3}) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\tau_3}\right) d\tau' + a_2 \int_{-\infty}^{\tau} (a_2^* a_{3,4} + a_4^* a_{4,3}) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\tau_2}\right) d\tau' \right],$$

$$\text{где } a_i = \left(\mathcal{E}_i / \sqrt{\sum_{k=1}^4 |\mathcal{E}_k(0)|^2} \right) \exp \left\{ i \tau_0 z \left[1 - \exp(-\tau/\tau_0) \right] \right\} \times \\ \times \exp(\alpha_0 z / 2), \quad z = (\kappa_0^2 / 2 \kappa_2 \alpha_0) \gamma T_1 \sum_{k=1}^4 |\mathcal{E}_k(0)|^2 \left[1 - \exp(-\alpha_0 z) \right],$$

$$\tau = \left(1 - \frac{z}{v} \right) / T_1, \quad \kappa_0 = (\omega/c) n_0, \quad \kappa_2 = \kappa_0 \cos \theta, \quad \tau_i = T_i / T_1, \quad v = \omega / \kappa_2,$$

\mathcal{E}_i - медленная амплитуда поля i -й волны; θ - половина угла раскрытия конуса синхронизма; n_0 - показатель преломления среды, а α_0 - коэффициент ее линейного поглощения; γ - константа, описывающая связь изменения показателя преломления с интенсивностью света.

При получении уравнений (1) использован интеграл

$$\sum_{k=1}^4 |a_k|^2 = 1 \quad (3)$$

3. Строгое решение системы уравнений (2) возможно лишь численными методами. Приближение заданных пучков накачки одинаковой интенсивности рассмотрено в работе [5] для случая совместного действия инерционной и безынерционной нелинейности. Там же качественно проанализирована полная система уравнений для безынерционной нелинейности.

Для стационарного случая система уравнений (2) сводится к следующей:

$$\begin{aligned} \frac{da_{1,2}}{dz} &= -i \left[(|a_{2,1}|^2 \tau_1 + |a_3|^2 \tau_2 + |a_4|^2 \tau_3) a_{1,2} + (\tau_2 + \tau_3) a_3 a_4 a_{2,1}^* \right], \\ \frac{da_{3,4}}{dz} &= -i \left[(|a_{4,3}|^2 \tau_1 + |a_2|^2 \tau_2 + |a_1|^2 \tau_3) a_{3,4} + (\tau_2 + \tau_3) a_1 a_2 a_{4,3}^* \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Система уравнений (4) имеет интегралы [3,5]

$$|a_1|^2 + |a_4|^2 = I_1, \quad |a_2|^2 + |a_4|^2 = I_2, \quad |a_3|^2 - |a_4|^2 = I_3, \quad (5)$$

с учетом которых она сводится к одному уравнению для интенсивности 4-й волны $y = |a_4|^2$ [3]. Если 4-я волна отсутствует на входе в среду, то это уравнение принимает вид*

$$\frac{dy}{dz} = -2(\tau_2 + \tau_3) \sqrt{y [(I_1 - y)(I_2 - y)(I_3 + y) - y(Ay + B)^2]}, \quad (6)$$

$$\text{где } A = \frac{\tau_2 + \tau_3 - \tau_1}{\tau_2 + \tau_3}, \quad B = \frac{(2\tau_2 - \tau_1)(I_3 - I_2) - (2\tau_3 - \tau_1)I_1}{2(\tau_2 + \tau_3)}.$$

Решение уравнения (6) выражается через эллиптические функции Якоби

$$y = - \frac{\alpha_2 \alpha_4 \operatorname{Sn}^2(m/U)}{\alpha_2 - \alpha_4 - \alpha_2 \operatorname{Sn}^2(m/U)}, \quad (7)$$

где $m = \alpha_2(\alpha_1 - \alpha_4) / \alpha_1(\alpha_2 - \alpha_4)$, $U = 2(\tau_2 + \tau_3) \sqrt{1 - A^2} z / \mu$, $\mu = 2 / \sqrt{\alpha_1(\alpha_2 - \alpha_4)}$, а $\alpha_1 > \alpha_2 > \alpha_3 > \alpha_4$ - корни уравнения, по-

* В работе [3] показано, что к этому же уравнению сводятся стационарные уравнения типа (4), учитывающие отстройку волн от конуса синхронизма.

лучающегося из условия равенства нулю подкоренного выражения в (6).

Из выражения (7) следует, что в случае ПЧПВ не может быть "генерации" [8], т.е. в стационарном режиме 4-я волна не может появиться в среде, если отсутствует на входе волна 3. Формально это следует из того, что при $|\alpha_3(0)|^2 = |\alpha_4(0)|^2 = 0$, т.е. $I_3 = 0$, $\alpha_4 = 0$. В случае встречного 4-пучкового взаимодействия (ВЧПВ) в условиях $|\alpha_3(0)|^2 = 0$, $I_3 \neq 0$ и возможна "генерация" [8].

Из выражения (7) следует, что эффективность энергообмена при ПЧПВ не ниже, чем при ВЧПВ, и оптимальная толщина нелинейной среды находится из условия

$$U = K(m), \quad (8)$$

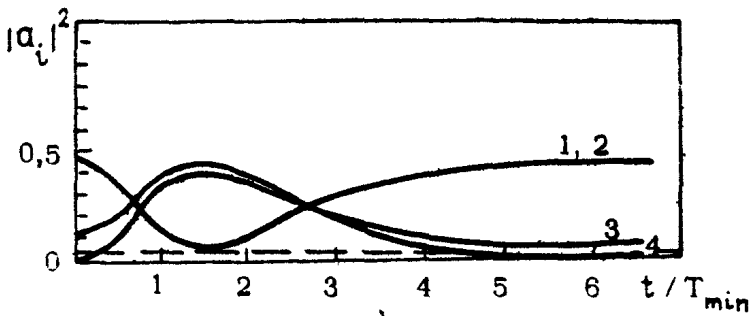
где $K(m)$ - полный эллиптический интеграл 1-го рода. При этом интенсивность 4-й волны на выходе из нелинейной среды $y = \alpha_2$.

Для случая $I_3 \ll 1$ в [3] показано, что $m \rightarrow 1$ и в решении (8) $\text{Sn}^2(m/U) \rightarrow \text{th}^2(U)$. При этом максимальная эффективность энергообмена достигается при $I_1 = I_2$, а оптимальная толщина нелинейной среды обратно пропорциональна I_1 . В этих условиях происходит практически полная передача энергии от волн накачки к волнам 3 и 4. Предельная интенсивность 4-й волны $y = I_1$.

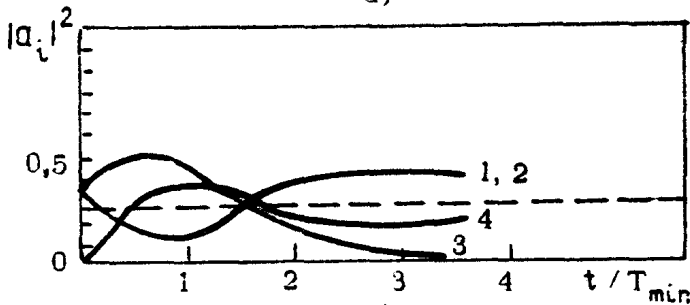
Энергообмен в стационарном режиме обусловлен описанным выше, в разд. 2, рассогласованием голограмм, записываемых соседними пучками и противоположными им (1,3 и 2,4; 2,3 и 1,4).

4. Решение системы уравнений (2) выполнялось численно. На рис.2 показаны временной ход интенсивности 4 волн на выходе из нелинейного слоя для $I_3=3$ и двух соотношений между интенсивностями волн: рис.2,а - $I_1 = I_2 = 0,45$, $I_3 = 0,1$; рис.2,б - $I_1 = I_2 = 1/3$. Видно, что интенсивность пучков на выходе из нелинейной среды изменяется во времени. Однако по прошествии нескольких времен релаксации устанавливается стационарный режим. На рисунке пунктиром указан стационарный уровень интенсивности 4-й волны.

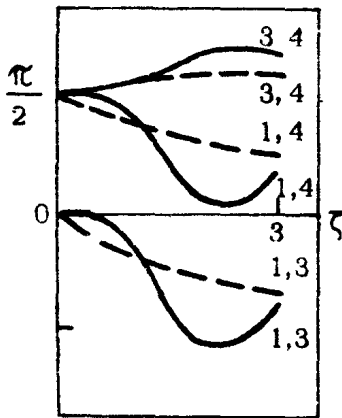
В пределах переходного процесса наблюдается переменное во времени рассогласование положений максимумов интерференционной картины и "штрихов" записываемой интерференционной картины. На рис.2,в для случая 2,б показано



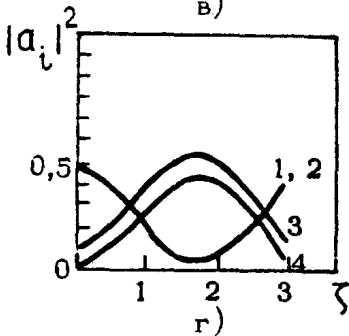
а)



б)



в)



г)

Р и с 2. Результаты численного решения системы уравнений (2): а - зависимость от времени интенсивности 4-х пучков на выходе из нелинейной среды ($|a_1(0)|^2 = |a_2(0)|^2 = 0,45$, $|a_3(0)|^2 = 0,1$, $|a_4(0)|^2 = 0$); б - то же для ($|a_1(0)|^2 = |a_2(0)|^2 = |a_3(0)|^2 = 1/3$, $|a_4(0)|^2 = 0$); в - зависимость по глубине нелинейной среды: разности фаз волн i, j (сплошные линии) и положение "штрихов" решеток волн i, j (пунктирные кривые) для случая б; г - зависимость по глубине нелинейной среды интенсивности взаимодействующих волн для случая а

положение по глубине нелинейной среды максимумов интерференционных картин и "штрихов" решетки для одного момента времени ($t = 2,6T_1$).

Рис.2,г демонстрирует изменение интенсивности 4 волн по глубине нелинейной среды для случая 2,а по прошествии 10 времен релаксации. Указанные зависимости в пределах графической точности совпадают со стационарными, следующими из решения (7).

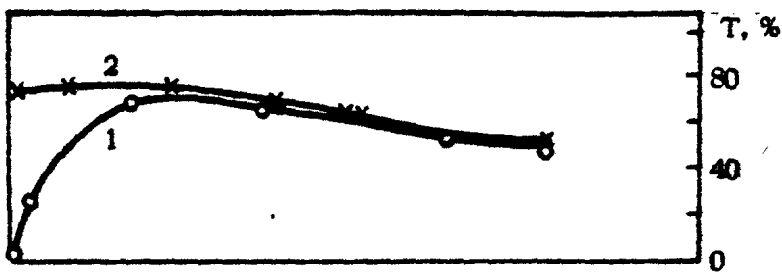
Приведенные примеры показывают, что при набегам фазы, обусловленных нелинейным изменением показателя преломления, вплоть до \mathcal{N} , процесс ПЧПВ в инерционной нелинейной среде устойчив и выходит на стационарный режим. При этом в переходном режиме интенсивность 4-й волны может быть выше стационарного значения.

5. Экспериментально исследовалось ПЧПВ за счет теплового изменения показателя преломления в спиртовых растворах красителей (пассивных затворах) в двух предельных случаях, когда время релаксации существенно короче либо длиннее длительности импульса излучения.

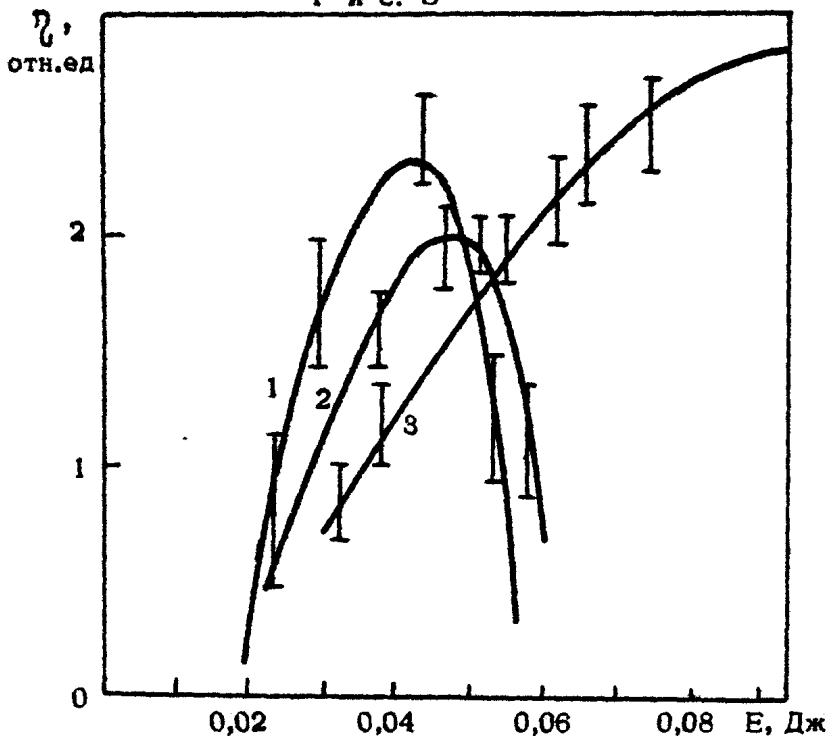
В первом случае раствор красителя не просветлялся, длительность импульса 4-го пучка сокращалась по сравнению с длительностью импульса накачки и его пиковое значение было существенно выше стационарного уровня.

Зависимость энергии 4-го пучка от угла разъюстировки 3-го пучка от конуса синхронизма в плоскости $\psi \mathcal{N}$ более резкая, чем в плоскости $\mathcal{N} \mathcal{N}$. Падение энергии 4-го пучка во 2-м случае более плавное. Оно соответствует зависимости (1) для первого случая, если учесть величину отхода от конуса синхронизма, когда разъюстировка происходит в плоскости $\mathcal{N} \mathcal{N}$. Существует оптимум по величине поглощения нелинейной среды для достижения максимальной энергии 4-го пучка. Максимальная эффективность передачи энергии в 4-й пучок составляла величину $\sim 10\%$ от энергии пучка накачки.

Для случая импульса длительностью 50 нс ($\lambda = 694,3$ нм), когда время релаксации решеток было ~ 8 мкс, реализовался второй предельный случай. При этом пропускание кюветы с красителем изменялось с изменением интенсивности падающего на нее излучения (рис.3, кривая 1). Зависимость энергии 4-го пучка от энергии падающих на кювету пучков при фиксированном соотношении их интенсивностей показана на рис.4 (кривая 1). Видно, что указанная зави-



Р и с. 3



Р и с. 4

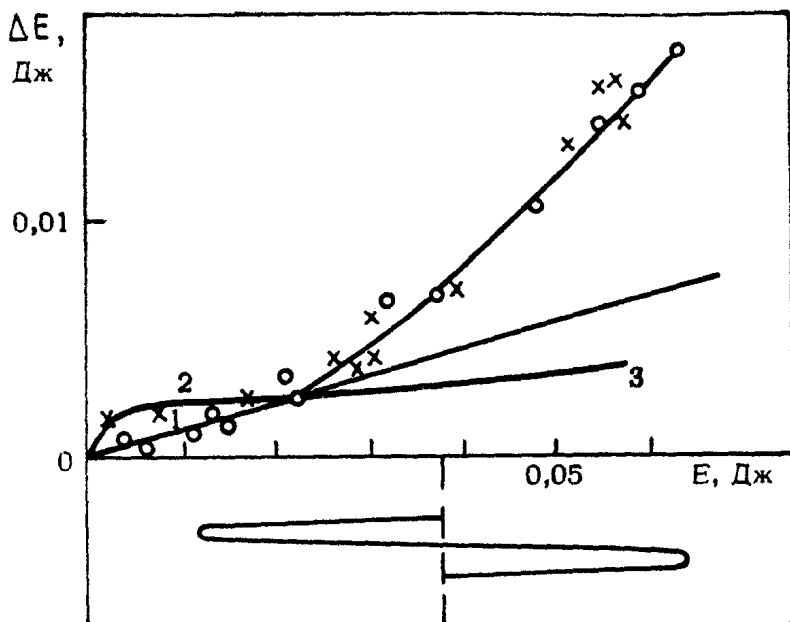
Р и с. 3. Зависимость пропускания кюветы с насыщающимся (кривая 1) и ненасыщающимся (кривая 2) поглотителями

Р и с. 4. Зависимость относительной интенсивности 4-го пучка (кривая 1), относительной интенсивности дифрагировавшего тестирующего пучка (кривая 2) для насыщающегося поглотителя и для тестирующего пучка в ненасыщающемся поглотителе (кривая 3) от полной энергии трех пучков при фиксированном соотношении их интенсивностей

симость имеет максимум ($\sim 10\%$ от пучков накачки) и быстрый спад с ростом энергии взаимодействующих пучков. Это падение энергии 4-го пучка обусловлено уменьшением амплитуды записываемых голограмм, что показывают изменения их эффективности, выполненные с помощью независимого непрерывного тестирующего излучения ($\lambda=632,8$ нм) (рис.4, кривая 2). Показанная деградация решетки обусловлена насыщающимся характером поглощения использованных растворов. В силу падения с ростом интенсивности излучения коэффициента поглощения по закону $\alpha = \alpha_0 / (1 + \beta |E|^2)$ (α_0 - его величина при $|E|^2 \rightarrow 0$, а β - параметр насыщения) величина энергии, выделяющейся в среде в виде тепла, насыщается. Действительно, при $\beta |E|^2 \ll 1$ в тепло переходит энергия $E = E_0 [1 - \beta |E|^2 (-\alpha_0 z)]$ (E_0 - энергия падающего излучения, z - толщина поглощающего слоя), а при $\beta |E|^2 \gg 1$, $E = (\alpha_0 / \beta) t_n$, где t_n - длительность импульса. В последнем случае выделяющаяся в виде тепла энергия не зависит от энергии падающего на среду излучения. Поэтому, если контраст интерференционной картины не единичный, а это всегда так, поскольку наиболее интересен случай слабых сигнальных пучков, то, начиная с интенсивности пучков, при которой просветление наступает не только в максимумах, но и в минимумах интерференционной картины, голограмма перестает записываться.

Для проверки отмеченного эффекта исследовано ПЧПВ в растворе непроектируемого красителя. На рис.3 (кривая 2) показана зависимость пропускания красителя от интенсивности падающих пучков. Видно, что так же, как и для раствора с насыщающимся поглощением, наблюдается слабое затемнение, что может быть обусловлено рассеянием типа ВТР, например, но не связанным с записью голограмм. Для указанного раствора зависимость интенсивности дифракции тестирующего излучения показана на рис.4 кривой 3. Подобная же зависимость наблюдается и для энергии 4-го пучка. Видно, что деградация решетки отсутствует.

Дополнительное подтверждение описанного выше влияния просветления поглотителя на запись динамических голограмм дает рис.5, на котором с использованием рис.3 построена экспериментальная зависимость разности между энергией, падающей на кювету, и энергией, прошедшей через нее, для насыщающегося и ненасыщающегося красителей. Считая, что отклонение от линейной зависимости для непроектируемого-



Р и с.5. Зависимость энергии, поглощенной в кювете, для насыщающегося поглотителя (x x) и ненасыщающегося (o o) в зависимости от энергии падающего на кювету излучения

ся красителя (рис.5, кривая 1), отвечающее за его затемнение, одного характера с соответствующим ростом для просветляющегося (кривая 2), для последнего можно отклонение исключить (кривая 3). Тогда исправленная кривая 3 характеризует величину энергии, расходуемой в среде для записи голограмм.

В нижней части рис.5 показан размах интерференционной картины и пучков 1 и 3 (см.рис.1), когда начинает падать энергия 4-го пучка и деградировать решетка. Видно, что в этом случае величина выделившейся в виде тепла энергии практически одинакова как в минимумах, так и в максимумах интерференционной картины.

6. Таким образом, изложенные в работе результаты показывают, что процесс ПЧПВ в инерционных средах выходит на стационарный режим, по крайней мере до нелинейных набе-

гов фазы порядка π . В переходном режиме эффективность энергообмена может быть выше, чем в стационарном режиме, что показывает и эксперимент.

Экспериментально показано, что использование для записи динамических голограмм просветляющихся поглотителей ограничено в случае их просветления лишь случаем высокого контраста интерференционной картины.

Л и т е р а т у р а

1. Bogdan A.R., Prior Y., Blombergen N. - Opt. Lett., 1981, v.6, p.82.
2. Ананьев Ю.А., Воробьев В.Д. - Оптика и спектроскопия, 1982, т.53.
3. Воробьев В.Д., Хижняк А.И. - Оптика и спектроскопия, 1982, т.53.
4. Кучеров Ю.И., Лесник С.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. - Тезисы докл. 3-й конф. "Оптика лазеров", 1982, с.218.
5. Большов Л.А., Власов Д.В., Гараев Р.А. - Квант. электроника, 1982, т.9, с.83.
6. Stansfield B.L., Nodwell R., Meyer J. - Phys. Rev.Lett., 1971, v.26, p.1219.
7. Штырков Е.И. Динамическая голография в резонансных средах. Рукопись деп. в ВИНТИ, 1974, №1145-74.
8. Соскин М.С., Хижняк А.И. - Квант.электроника, 1980, т.7, с.42.

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ
И ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
СОСТАВНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Н.Г.Басов, И.Г.Зубарев

1. ВВЕДЕНИЕ

ОВФ при ВРМБ в настоящее время стало практическим методом, используемым при создании лазерных систем. Но создание крупномасштабных систем, необходимых для экспериментов по взаимодействию излучения с веществом и проблеме управляемого термоядерного синтеза, выдвигает новые задачи. Суть их заключается в том, что необходимо обращать волновой фронт многоканальных лазерных систем. Эти задачи имеют свои особенности и последовательно изучаются нами начиная с 1978г. (см., например, [1,2]). Эти особенности заключаются в том, что при небольшом числе обрабатываемых световых пучков не работают статистические методы осреднения [3], широко используемые при описании ОВФ световых пучков с гауссовой статистикой, и при немонокроматичности указанных пучков могут наблюдаться эффекты повторения временной (спектральной) структуры пучков [4]. В связи с этим при ВР возникают определенные особенности, связанные с характером пространственной структуры излучения при независимом или взаимосвязанном рассеянии каждого из составных световых пучков. Последним результатам, полученным нашей группой по ВР и ОВФ составных световых пучков, и посвящена эта статья.

2. ВРМБ МАЛОГО ЧИСЛА ПЛОСКИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ НАКАЧКИ

Рассмотрим активную в смысле процесса ВРМБ среду. Если она облучается несколькими плоскими монохроматическими световыми пучками, то в области их пересечения (даже всего при 3–4 пучках) образуется достаточно сложная интерференционная картина с развитой пространственной структурой как в поперечном, так и в продольном направлении. Это, как известно, является одним из необходимых условий достижения ОВФ света при ВР. Если бы здесь действительно реализовалось ОВФ при рассеянии, то данный метод хорошо подходил бы для многоканальных лазерных систем. Действительно, достаточно было бы световые пучки от различных каналов направить, например, в светопровод, заполненный активной средой, и получить рассеянный назад сигнал с ОВФ.

Однако проведенные нами экспериментальные и теоретические исследования [3] показали, что при ВР малого числа плоских составляющих накачки ОВФ не достигается. Основная причина состоит в том, что при малом числе компонент возбуждающего излучения не работают статистические методы осреднения, обычно используемые в этих задачах. Рассмотрим этот процесс более подробно. Его анализ позволит нам разработать новый подход к ОВФ плоских (в том числе и нескольких) световых пучков.

ВРМБ пространственно-неоднородного возбуждающего излучения будем описывать широко используемым для этих целей уравнением

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k} \Delta_{\perp} \right) E_c = - \frac{g}{2} E_n^* E_c E_n, \quad (1)$$

где z – продольная координата; Δ_{\perp} – поперечный лапласиан; $k = k_n = -k_c$ – волновой вектор, различием волновых векторов возбуждающего и стоксова излучения пренебрегаем; g – коэффициент усиления (см/МВт); E_n , E_c – амплитуды световых полей возбуждающего и стоксова излучения. Видно, что в результате взаимодействия трех волн (двух волн накачки и одной стоксовой волны), стоящих в правой части уравнения (1), генерируется четвертая волна. Представим эти поля в виде

$$\vec{E}_n = \sum_{n=1}^N A_n \text{exp}(i\vec{k}_n \vec{r}), \quad \vec{E}_c = \sum_{m=1}^N a_m \text{exp}(-i\vec{k}_m \vec{r}), \quad (2)$$

где N - число плоских компонент возбуждающего излучения. Подставляя выражения для полей (2) в уравнение (1) и пренебрегая изменением накачки из-за ВР, получим

$$\frac{da_n}{dz} = \frac{g}{2} \sum_{m,p,q} a_m A_q A_p \delta(\vec{q}_n - \vec{q}_m + \vec{q}_p - \vec{q}_q) \times \\ \times \text{exp} \frac{i}{2k} (q_n^2 - q_m^2 + q_p^2 - q_q^2) z \quad (3)$$

При выводе этого выражения предполагаются справедливыми периодические граничные условия в поперечном направлении; \vec{q}_i - есть поперечные составляющие волновых векторов возбуждающего и стоксова излучения. Правую часть уравнения (3) можно упростить, если произвести следующую простую замену поперечных составляющих волновых векторов:

$$\vec{q}_q = \vec{q}_n - \vec{b}; \quad \vec{q}_p = \vec{q}_m - \vec{b}, \quad (4)$$

где \vec{b} - произвольный вектор, по которому будет производиться суммирование. В результате получим

$$\frac{da_n}{dz} = \frac{g}{2} \sum_{m, |m-b|} a A_{|n-b|}^* A_{|m-b|} \text{exp} \frac{i}{k} \vec{b} (\vec{q}_n - \vec{q}_m) z \quad (5)$$

Наибольший вклад в рост коэффициентов a_n стоксовых полей будут давать те члены суммы из правой части (5), для которых показатель экспоненты равен нулю (т.е. отсутствуют осцилляции по z). Это имеет место в трех случаях:

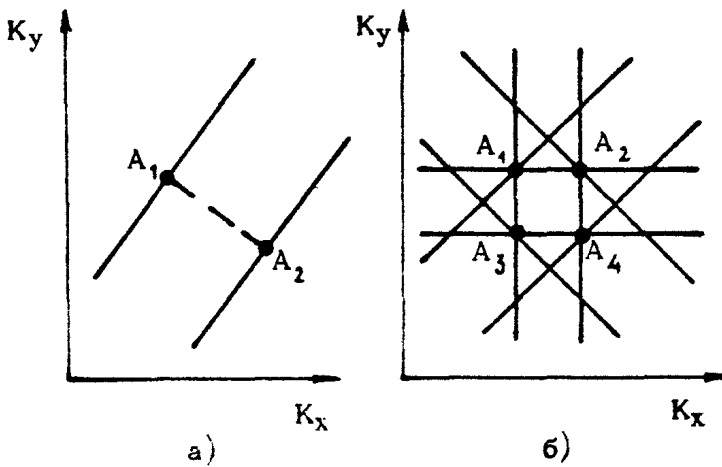
$$\vec{q}_n - \vec{q}_m = 0; \quad \vec{b} = 0; \quad \vec{b} (\vec{q}_n - \vec{q}_m) = 0 \quad (6)$$

Выделим эти члены в уравнении (5) в явном виде:

$$\frac{da_n}{dz} = \frac{g}{2} a_n \sum_{|m-b|} |A_{|m-b|}|^2 + \frac{g}{2} A_n^* \sum_{m \neq n} a_m A_m + \frac{g}{2} \sum_{\substack{m \neq n \\ |n-b| \\ \vec{b} \neq 0}} a_m A_{|n-b|}^* A_{|m-b|} + \\ + \frac{g}{2} \sum_{\substack{m \neq n \\ |n-b| \\ \vec{b}(\vec{q}_n - \vec{q}_m) = 0}} a_m A_{|n-b|}^* A_{|m-b|} \text{exp} \frac{i}{k} \vec{b} (\vec{q}_n - \vec{q}_m) z \quad (7)$$

Здесь первый член в правой части (7) соответствует усилению в среднем поле; второй – когерентной добавке к этому усилению, при большом числе компонент приводящей к ОВФ; третий – когерентной добавке к усилению из-за параметрического взаимодействия волн (одной стоксовой и двух волн накачки), которая имеет различные фазы для разных стоксовых компонент и которая при большом числе несфазированных компонент возбуждающего излучения имеет малый вес и поэтому ею пренебрегают; и наконец, четвертый член содержит оставшиеся осциллирующие составляющие.

Какие же стоксовы компоненты (плоские составляющие) отвечают различным членам правой части уравнения (7)? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим взаимодействующие волны в пространстве поперечных составляющих волновых векторов. В этом пространстве каждой плоской компоненте возбуждающего или стоксова излучения соответствует точка. На рис.1 представлены картины для двух- и четырехмодовой накачки. Параллельные линии на этих рисунках, про-



Р и с.1. Множество значений поперечных составляющих волновых векторов плоских стоксовых компонент для двухмодовой (а) и четырехмодовой (б) накачки, для которых рассчитанное значение усиления больше, чем в среднем поле

ходящие через пары мод накачек, отвечают множеству значений поперечных составляющих волновых векторов стоксовых

компонент, для которых выполняется последнее из условий (6), означающее ортогональность векторов \vec{b} и $(\vec{q}_n - \vec{q}_m)$, и которые из-за параметрического взаимодействия усиливаются с инкрементом большим, чем в среднем поле, хотя и обладают необращенной конфигурацией. Им соответствует третий член в правой части уравнения (7). Первый член в правой части этого уравнения отвечает обычному усилению при ВРМБ (усилению в среднем поле без учета параметрических взаимодействий). Второй член отвечает параметрическому взаимодействию стоковых компонент, имеющих одинаковые с компонентами накачки поперечные составляющие волновых векторов ($\vec{b} = 0$), но распространяющиеся навстречу последним. И наконец, четвертый член в правой части уравнения (7) отвечает параметрическому взаимодействию стоковых компонент, поперечные волновые векторы которых сдвинуты на один и тот же вектор относительно пар мод накачек и которые не лежат на линиях, изображенных на рис. 1.

С учетом сказанного выше видно, что система уравнений (7) распадается на независимые подсистемы для стоковых компонент, совпадающих с накачками и лежащих на представленных на рис. 1 линиях, на пересечениях этих линий и вне линий. Рассмотрим сначала стоковые компоненты, волновые векторы которых совпадают с волновыми векторами плоских составляющих возбуждающего излучения в случае четырехмодовой накачки. При этом из (7) получаем систему четырех обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами и не будем выписывать ее только из экономии места и времени. Используя предварительно преобразование

$$a_n = \tilde{a}_n \exp\left(\frac{g}{2} I x\right), \quad I = \sum_{n=1}^4 |A_n|^2, \quad (8)$$

устраним из уравнений (7) усиление в среднем поле, а в оставшейся системе будем искать решение в виде

$$\tilde{a}_n = c_n \exp\left(\frac{g}{2} \lambda x\right) \quad (9)$$

В результате получим следующее выражение для детерминанта этой системы:

$$0 = \begin{vmatrix} -\lambda & A_2^* A_2 + A_4^* A_3 & A_1^* A_3 & A_1^* A_4 + A_2^* A_3 \\ A_1 A_2^* + A_4 A_3^* & -\lambda & A_2^* A_3 + A_1^* A_4 & A_2^* A_4 \\ A_1 A_3^* & A_2 A_3^* + A_1 A_4^* & -\lambda & A_3^* A_4 + A_2^* A_1 \\ A_1 A_4^* + A_2 A_3^* & A_2 A_4^* & A_3 A_4^* + A_2 A_1^* & -\lambda \end{vmatrix}$$

Видно, что коэффициенты характеристического уравнения зависят как от распределения амплитуд, так и от фаз мод накачки. И хотя уравнение четвертой степени можно решить в общем виде, однако это решение получается столь громоздким, что из него ничего не видно. Поэтому приведем решение для довольно разумного с точки зрения многоканальных лазерных систем случая, когда плоские компоненты возбуждающего излучения имеют одинаковые по модулю амплитуды, но разные фазы:

$$|A_1| = |A_2| = |A_3| = |A_4| = A, \quad A_n = A e^{i\varphi_n}, \quad \Psi = \varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_4.$$

В этом случае характеристическое уравнение упрощается и его корни принимают вид

$$\lambda_{1,2} = -A^2, \quad \lambda_{3,4} = A^2(1 + 4 \cos \Psi/2), \quad 0 < \Psi < \pi$$

Еще проще задача нахождения инкрементов усиления стоковых волн, волновые векторы которых лежат на указанных на рис. 1 линиях (но не на пересечениях этих линий). Здесь получается система второго порядка, решения характеристического уравнения для которой имеют вид

$$\lambda_{1,2} = \pm 2A^2 \cos \Psi/2.$$

В процессах ВР обычно реализуются решения, имеющие максимальные значения инкрементов. С учетом усиления в среднем поле (8) полученные выше инкременты принимают вид

$$\lambda = A^2(5 + 4 \cos \Psi/2) \quad (10)$$

для стоковых волн, волновые векторы которых совпадают с накачками, и

$$\lambda = 2A^2(2 + \cos \Psi/2) \quad (10 \text{ а})$$

для стоксовых волн, волновые векторы которых лежат на указанных на рис.1 линиях (но не пересечениях).

Если моды накачки практически независимы, как это часто бывает в экспериментах, то их фазы меняются произвольно от опыта к опыту, и также будут изменяться значения инкрементов (10), (10.а). Имея выражения для инкрементов, можно построить и полное решение системы уравнений для интересующих нас случаев. Полученная картина распределения рассеянного поля для двух- и четырехмодовой накачки полностью соответствует приведенной выше на рис.1 (имеются в виду неосциллирующие компоненты с инкрементом усиления, большим, чем инкремент усиления в среднем поле).

Интересными особенностями обладает структура рассеянного поля, порожденная параметрическим взаимодействием стоксовых компонент, волновые векторы которых не лежат на указанных на рис.1 линиях. При выяснении этих особенностей для большей наглядности рассмотрим случай двухмодовой накачки. Тогда система уравнений (7) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{a}_{(2n+1)}}{dx} &= \frac{g}{2} \left\{ A_1^* \tilde{a}_{(2n-1)} A_2 \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_{(2n+1)} (\vec{q}_{(2n+1)} - \vec{q}_{(2n-1)}) x \right] + A_2^* \tilde{a}_{(2n+3)} A_1 \right. \\ &\cdot \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_{(2n+3)} (\vec{q}_{(2n+3)} - \vec{q}_{(2n+1)}) x \right] \left. \right\}, \quad n \geq 1, \quad \frac{d\tilde{a}_\pm}{dx} = \frac{g}{2} \left\{ A_1^* \tilde{a}_\pm A_2 \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_1 (\vec{q}_\pm - \right. \right. \\ &\left. \left. - \vec{q}_\pm) x \right] + A_2^* \tilde{a}_\pm A_1 \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_3 (\vec{q}_\pm - \vec{q}_\pm) x \right] \right\}; \quad \frac{d\tilde{a}_\pm}{dx} = \frac{g}{2} \left\{ A_2^* \tilde{a}_\pm A_1 \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_1 (\vec{q}_\pm - \right. \right. \\ &\left. \left. - \vec{q}_\pm) x \right] + A_1^* \tilde{a}_\pm A_2 \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_2 (\vec{q}_\pm - \vec{q}_\pm) x \right] \right\}; \quad \frac{d\tilde{a}_{2n}}{dx} = \frac{g}{2} \left\{ A_2^* \tilde{a}_{(2n-2)} A_1 \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_{(2n-2)} \right. \right. \\ &\left. \left. \cdot (\vec{q}_{2n} - \vec{q}_{(2n-2)}) x \right] + A_1^* \tilde{a}_{(2n+1)} A_2 \exp \left[\frac{i}{k} \vec{b}_{2n} (\vec{q}_{2n} - \vec{q}_{(2n-2)}) x \right] \right\}, \quad n \geq 2 \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь мода Ω_\pm выбрана произвольно над линией, проходящей через моду A_1 на рис.1. Все остальные стоксовы моды Ω_n , входящие в систему (11), располагаются на проходящем через Ω_\pm перпендикуляре к двум параллельным линиям на рис.1. Причем стоксовы моды, лежащие на указанном перпендикуляре выше Ω_\pm обозначаются нечетными индексами, а ниже Ω_\pm - четными индексами. Векторы \vec{b}_i соединяют соответствующие стоксовы компоненты Ω_i с модой накачки A_i . Видно, что в правых частях системы (11) практически у всех уравнений показатели экспонент имеют соизмеримые, но разные значения. Поэто-

му их нельзя одновременно привести к виду с постоянными коэффициентами. Исключение составляют лишь уравнения для Ω_t и $\Omega_{t'}$, если они лежат либо вблизи своих мод накачек A_1 и A_2 соответственно, либо в узкой полосе вдоль параллельных линий на рис.1. В первом случае малую величину имеет вектор \vec{b}_1 , во втором случае мало скалярное произведение $\vec{b}_1 \cdot (\vec{q}_t - \vec{q}_{t'})$. Это позволяет в указанных уравнениях пренебречь быстро осциллирующими вторыми членами по сравнению с медленно осциллирующими первыми. Последующий анализ также подтверждает справедливость данного приближения. В результате система уравнений (11) распадается и принимает простой вид:

$$\frac{d\tilde{a}_t}{dz} = \frac{g}{2} a_{t'} A_1^* A_2 \exp\left[\frac{i}{\kappa} \vec{b} \cdot (\vec{q}_t - \vec{q}_{t'}) z\right], \quad \frac{d\tilde{a}_{t'}}{dz} = \frac{g}{2} \cdot \tilde{a}_t A_1 A_2^* \exp\left[-\frac{i}{\kappa} \vec{b} \cdot (\vec{q}_t - \vec{q}_{t'}) z\right], \quad (12)$$

где \vec{q}_t и $\vec{q}_{t'}$ - поперечные составляющие волновых векторов для стоксовых компонент \tilde{a}_t и $\tilde{a}_{t'}$, сдвинутые на один и тот же вектор \vec{b} от соответствующих мод накачек A_1 и A_2 . Обозначим

$$A_1^* A_2 = C, \quad |C| = A^2 = I/2, \quad \kappa^{-1} \vec{b} \cdot (\vec{q}_t - \vec{q}_{t'}) = \Delta \kappa.$$

Заменой

$$\tilde{a}_t = \bar{a}_t \exp\left(-i \frac{\Delta \kappa}{2} z\right), \quad \tilde{a}_{t'} = \bar{a}_{t'} \exp\left(i \frac{\Delta \kappa}{2} z\right) \quad (13)$$

система уравнений (12) сводится к системе с постоянными коэффициентами, решения которой имеют вид

$$\bar{a}_t = C_1 e^{\Gamma z} + C_2 e^{-\Gamma z}, \quad \bar{a}_{t'} = \frac{\Gamma - i \Delta \kappa^2}{gC/2} C_1 e^{\Gamma z} - \frac{\Gamma + i \Delta \kappa^2}{gC/2} C_2 e^{-\Gamma z},$$

где C_1, C_2 - произвольные постоянные,

$$\Gamma = \sqrt{(g/2)C^2 - (\Delta \kappa/2)^2}$$

Видно, что параметрическое взаимодействие пространственных компонент стоксовой волны начинает давать добавку к усилению в среднем поле только при интенсивностях, больших критических $I_{кр} > 2\Delta \kappa/g$, на что впервые был указано в работе [5].

Возвращаясь к коэффициентам до преобразования (13), для нарастающих в пространстве решений получим выражения

$$\tilde{a}_+ = c, \operatorname{erf} \left[\sqrt{(gC/2)^2 - (\Delta k/2)^2} - i(\Delta k/2) \right] z, \\ \tilde{a}_- = \frac{\sqrt{(gC/2)^2 - (\Delta k/2)^2} - i(\Delta k/2) c, \operatorname{erf} \left[\sqrt{(gC/2)^2 - (\Delta k/2)^2} + i(\Delta k/2) \right] z}{gC/2} \quad (14)$$

При интенсивности большей критической величины, когда в решениях (14) корни являются действительными и положительными величинами, входящие в экспоненты фазовые добавки с разными знаками играют очень существенную роль. Если вернуться теперь к первоначальным полным выражениям для стоксовых волн (2) с коэффициентами (14), то оказывается, что эти две волны синфазны, т.е. при интенсивности возбуждающего излучения большей критической величины, в полной аналогии с временной задачей [4], происходит захват фаз взаимодействующих волн и их инкремент превосходит инкремент усиления в среднем поле накачки, несмотря на наличие фазовой расстройки в уравнениях (12). Напомним, что мы первоначально взяли две плоские стоксовы волны, которые повернуты на один и тот же угол относительно соответствующих волн накачки. Захват фаз фактически означает, что стоксовы волны в активной среде в результате взаимодействия поворачиваются и их интерференционные максимумы начинают совпадать с максимумами накачки. После выхода из области взаимодействия стоксовы волны повернутся к своему первоначальному направлению. Наличие захвата фаз пространственных компонент стоксовой волны в области взаимодействия фактически должно ограничивать точность, с которой при ВР может быть получена обращенная конфигурация возбуждающего излучения. Однако, как и во временной задаче, захват фаз срывается при существенной переработке накачки в стоксов сигнал. Это облегчает экспериментальное наблюдение эффекта ОВФ.

При переходе к четырем модам накачки уравнения типа (11) сильно усложняются. Однако в том же приближении, что и в двухмодовой накачке, их можно расцепить и свести к замкнутой системе четырех уравнений, которые заменой типа (13) приводятся к виду с постоянными коэффициентами. Затем можно найти их полное решение.

Аналогичную процедуру можно произвести и для возбуждающего излучения с произвольной пространственной структурой [6]. Отличие здесь состоит в том, что можно не учитывать в уравнениях моды, лежащие вдоль "усов" на рис. 1 из-за их малого статвеса, который пропорционален отношению площади узкой полосы вдоль "усов" к площади, занятой не

плоскости всеми модами накачки.

Оценим теперь величину критической интенсивности, следующей из решений (14):

$$I_{кр} = 2\Delta\kappa/g = (2/g\kappa) \bar{b}(\bar{q}_1 - \bar{q}_2). \quad (15)$$

Плоские составляющие возбуждающего излучения и стоксовой волны в (2) отстоят друг от друга на дифракционный угол $\theta_g = \lambda_H/D$, где D - диаметр активной области. Будем считать, что мы повернули конфигурацию стоксовых компонент на два дифракционных угла, тогда $\bar{b} = 2\kappa\theta_g = 4\pi/D$. Расстояние между компонентами $|\bar{q}_1 - \bar{q}_2|$ возьмем среднее для накачки с расходимостью $\theta_H/|\bar{q}_1 - \bar{q}_2| = \kappa\theta_H$. Тогда критическая интенсивность будет равна

$$I_{кр} = \frac{2}{g\kappa} \frac{4\pi}{D} \kappa\theta_H = 8\pi\theta_H/gD.$$

Если взять типичные условия эксперимента по ОВФ в светопроводе, заполненном CS_2 , то коэффициенты будут равны $\theta_H \approx 10^{-2}$ рад; $g = 5 \cdot 10^{-2}$ см/МВт; $D = 0,5$ см, и критическая интенсивность принимает значение

$$I_{кр} = 8\pi\theta_H/gD \approx 10^3 \theta_H \approx 10 \text{ МВт/см}^2$$

Отсюда видно, что для других членов в уравнениях (11) критические интенсивности будут значительно больше, и ими действительно можно пренебречь ввиду их быстрой осцилляции.

Но, как уже упоминалось, переработка накачки в стоксов сигнал должна приводить к срыву захвата фаз пространственных стоксовых компонент и облегчению наблюдения режима ОВФ, хотя и является одним из факторов, ограничивающих точность последнего.

Для экспериментального исследования угловой структуры отраженного излучения при маломодовой накачке был использован светопровод квадратного сечения 1×1 см² длиной 14 см. Рабочие поверхности светопровода имели оптическую полировку, и он заполнялся сероуглеродом. Накачкой являлись либо два, либо четыре световых пучка с дифракционной направленностью излучения, диаметром 1 см, длиной волны $\lambda_H = 1,06$ мк, длительностью импульса $\tau_H = 60$ нс и шириной спектра $\Delta\nu_H \leq 0,01$ см⁻¹. Эти пучки вводились

в светопровод при помощи раstra с размерами ячейки $1 \times 1 \text{ см}^2$ и фокусным расстоянием $f = 25 \text{ см}$.

На рис.2а,б (см.вклейку на с. 183) представлены фотографии распределения рассеянного назад излучения на расстоянии 700 см от кюветы со светопроводом при различной ориентации последнего по отношению к вводимой двухмодовой накачке. На рис.2,а плоскость угла схождения двух пучков накачки параллельна стороне светопровода, а на рис.2,б она является диагональю светопровода. Хорошо видно, что представленные экспериментальные распределения согласуются с изображенными на рис.1.

На рис.2,в,г представлены аналогичные распределения в случае четырехмодовой накачки, причем рис.2,в соответствует фактически пороговой интенсивности возбуждающего излучения, а рис.2,г – превышению накачки над пороговой величиной порядка 20%. Видно, что и в этом случае угловые распределения соответствуют изображенным на рис.1, однако шумовые составляющие сигнала здесь несколько слабее. Это обстоятельство связано в первую очередь с тем, что начинает вступать в силу механизм статистического осреднения, который при большом числе несфазированных мод накачки приводит к известному результату – отличию в инкрементах усиления коррелированных и не коррелированных с возбуждающим излучением компонент стоковского сигнала в два раза.

Таким образом, при малом числе угловых мод накачки ОВФ отсутствует, дискриминация полезного сигнала и шумовых составляющих рассеянного излучения мала, поэтому данную схему нельзя использовать для ОВФ в многоканальных лазерных системах. При теоретическом же рассмотрении данной ситуации, по крайней мере, необходим учет небрегговских членов в уравнениях взаимодействия волн, у которых отсутствуют осцилляции по продольной координате.

Достижению эффекта ОВФ света в случае малого числа мод накачки, как показал проведенный выше анализ, препятствует большое число шумовых компонент стоковского излучения, развивающихся в светопроводе, и параметрическое взаимодействие стоковых волн, случайно удовлетворяющих условию Брегга. Чтобы ослабить действие этих причин, необходимо увеличить полезное число компонент, совпадающих с компонентами накачки. Но для этого надо существенно увеличить число последних. Это значит, что надо предвари-

тельно портить расходимость излучения от каждого независи-
 мого лазерного канала. Но это, по-видимому, не простей-
 ший способ, поскольку он приводит к усложнению схемы и не
 очень эффективен для крупномасштабных пучков. Более пер-
 спективный путь, с нашей точки зрения, заключается в уси-
 лении коррелированных с накачкой сигналов.

3. УСИЛЕНИЕ КОРРЕЛИРОВАННЫХ С НАКАЧКОЙ СТОКСОВЫХ ПОЛЕЙ

Прямое обращение составных световых пучков встреча-
 ет определенные трудности. Они в основном связаны с тем,
 что обычно используются схемы, в которых ВР развивается
 с уровня спонтанных шумов. Поэтому необходимо принимать
 меры к тому, чтобы обеспечить достаточную дискриминацию
 в усилении обращенной и шумовых конфигураций стоксовых
 полей. Но именно это и затруднительно сделать для крупно-
 масштабных составных пучков.

На эту трудность полезно взглянуть и с другой стороны.
 Дело в том, что до сих пор во всех схемах обращения пы-
 тались в одном обращающем элементе и сформировать необ-
 ходимую пространственную структуру рассеянной волны, и
 получить в ней максимальную энергию. Как показывает весь
 опыт развития квантовой радиофизики, ни в одном из лазе-
 ров этого сделать не удалось. Всегда параметры излучения
 формируются в задающем генераторе, а энергия набирается
 в усилителях.

Именно такой подход был нами предложен и для реали-
 зации ОВФ крупномасштабных составных световых пучков
 [7]. Но сначала необходимо было убедиться в том, что об-
 ращенные и необращенные конфигурации стоксовых полей
 усиливаются по-разному. Этот факт широко использовался в
 работах по ОВФ, но его прямая экспериментальная провер-
 ка отсутствовала.

Нами были проведены прямые измерения инкрементов
 усиления коррелированных $G_{кор}$ и некоррелированных $G_{нек}$
 с возбуждающим излучением стоксовых полей [8] при вы-
 полнении хорошо известных условий обращения волнового
 фронта

$$|P_k| \ll 1, \quad G_k = g \Gamma_n |P_k| < 1, \quad (16)$$

где $l_k = \lambda / \theta_N^2$ - длина корреляции накачки, L - длина активной области и G_N - инкремент усиления на длине продольной корреляции. Отсутствие прямых измерений указанных величин в первую очередь объяснялось тем обстоятельством, что обычно исследуется процесс ВР, развивающегося с уровня спонтанных шумов. Он носит пороговый характер и начинается при инкрементах усиления $G = 20-30$. Наличие таких больших инкрементов приводит обычно к насыщению усиления и делает затруднительным точную оценку соотношения $G_{кор} / G_{нек}$.

Определим величину коэффициентов усиления для коррелированных и некоррелированных составляющих стоксова сигнала. При этом, как принято для многомодовой накачки, пренебрежем параметрическим взаимодействием небрегговских членов. Тогда в правой части системы уравнений (7) останутся только два первых члена, описывающие усиление в среднем поле и брегговскую добавку, приводящую к ОВФ. Решение получающейся системы имеет вид

$$Q_n(x) = Q_{n0} \exp(q I_n x / 2) + A_n^* I_n^{-1} \sum_{m=0}^{n-1} a_m A_m \exp(q I_m x / 2) [\exp(q I_n x / 2) - 1], \quad (17)$$

а коэффициент усиления по интенсивности

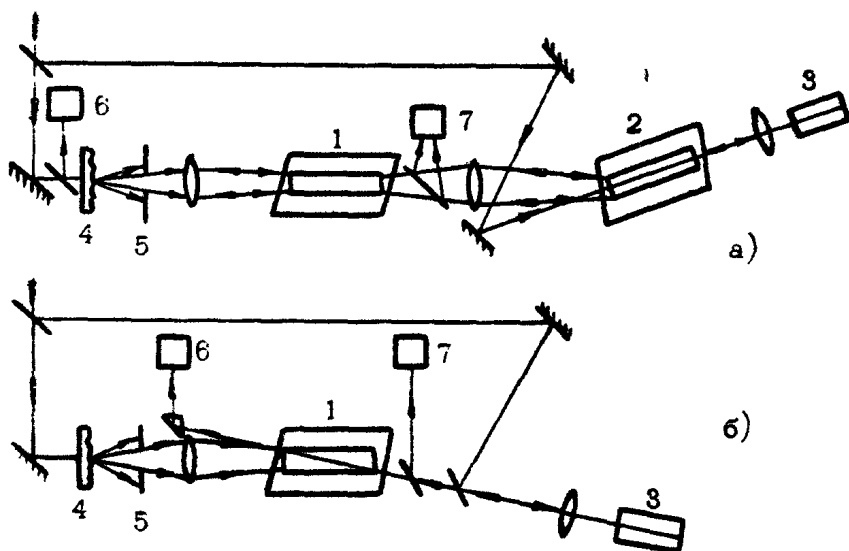
$$K_{yc} = I_{вых}^{ст} / I_{вх}^{ст} = \exp(q I_n x) \left\{ 1 + K [\exp(q I_n x) - 1] \right\} = (1+K) \cdot \exp(q I_n x) + K \exp(2q I_n x), \quad (18)$$

где $K = \left| \sum_{n=0}^{n-1} a_n A_n \right|^2 / I_n \cdot I_{с0}$ - коэффициент корреляции между накачкой и входным стоксовым сигналом.

В случае генерации из спонтанных шумов величина K сильно флуктуирует от одного измерения к другому из-за произвольного характера фазировки взаимодействующих полей, что делает затруднительным определение отношения $G_{кор} / G_{нек}$ даже в отсутствие насыщения. Из (18) также видно, что усиление внешнего стоксова сигнала носит чисто экспоненциальный характер только в двух случаях: при $K=0$, когда $K_{yc} = \exp(q I_n L)$, и при $K=1$, когда $K_{yc} = \exp(2q I_n L)$.

Из приведенных соображений следует, что для определения $G_{кор} / G_{нек}$ из прямых экспериментов необходимо иметь два различных источника внешнего сигнала: полностью коррелированного с накачкой ($K=1$) и некоррелированного ($K=0$). Именно такая ситуация была реализована нами экспериментально.

Схемы экспериментов для изучения усиления стоксова сигнала, коррелированного и некоррелированного с накачкой, представлены на рис. 3, а и б соответственно. Общей частью для обеих схем, которая не изменялась при переходе от одной схемы к другой, был бриллюэновский усилитель. Он представлял собой кювету 1 с жидким сероуглеродом, внутри которой помещался стеклянный светопровод квадратного сечения $0,7 \times 0,7$ см и длиной 16 см. Боковые стенки светопровода обработаны с оптическим качеством.



Р и с.3. Схемы экспериментов для исследования усиления коррелированной (а) и некоррелированной (б) с накачкой стоксовых волн: 1-3 - кюветы с CS_2 ; 4 - фазовая пластинка; 5 - диафрагма; 6,7 - калориметры

Высокая степень равномерности засветки светопровода по всему сечению достигалась следующим образом. На пути пучка устанавливалась фазовая пластина, дающая расходимость излучения ~ 10 мрад. Далее, из гауссова распределения с помощью квадратной диафрагмы выделялся статистически равномерно засвеченный участок. С помощью линзы изображение диафрагмы переносилось на вход светопровода. Сигнал, коррелированный с накачкой, формировался при беспороговом отражении [2] прошедшей через

усилитель накачки в кювете 2 (рис.3,а). Для этого изображение выходного торца светопровода, расположенного в кювете 1, переносилось на вход светопровода круглого сечения диаметром 8 мм, помещенного в кювете 2, где излучение смешивалось с опорным пучком, проходящим по оси светопровода. Волновой фронт опорного пучка обращался в кювете 3 с помощью линзы.

В экспериментах проводилась одновременная регистрация энергии накачки, входных и выходных сигналов, а также временного поведения взаимодействующих импульсов. Контроль качества обращения проводился в канале опорной волны. Как экспериментально было показано в [2], в случае обращения опорной волны происходит также обращение сигнальной волны.

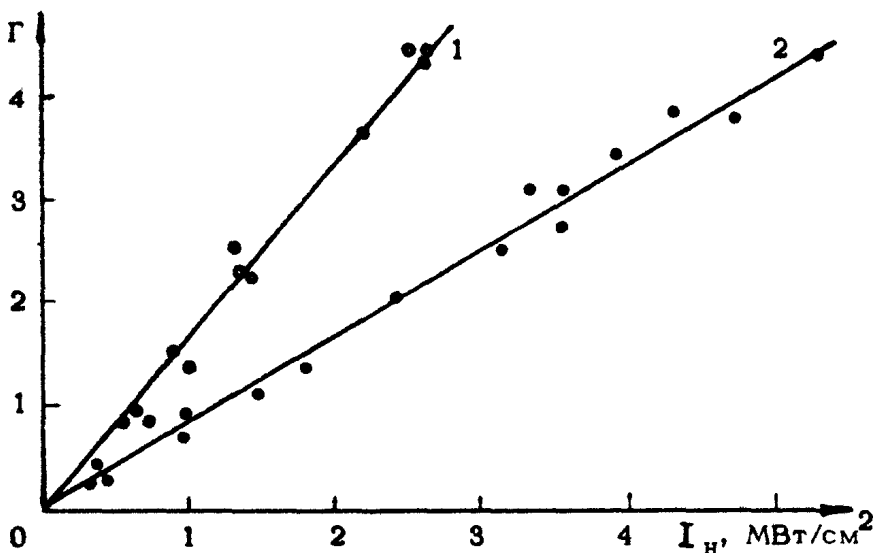
Изучение усиления сигнала, не коррелированного с накачкой, проводилось по схеме рис.3,б. Источником сигнала являлось излучение, обращенное в кювете 3 и прошедшее через полупрозрачное зеркало. Оно шло под небольшим углом к оси светопровода усилительной кюветы 1 и попадало в калориметр, минуя фазовую пластину.

Параметры эксперимента полностью отвечали условиям, требуемым теорией для достижения ОВФ света: длительность импульса накачки составляла $\tau \approx 50$ нс по полувысоте при ширине спектра $\Delta\nu_n \sim 10^{-3}$ см⁻¹; величина $\rho_k = \lambda_n / \theta^2 \approx 1$ см $\ll L = 16$ см, где $\lambda_n = 1,06$ мкм, $\theta \sim 10$ мрад, L - длина светопровода с активным веществом; $G_k \ll 0,2 < 1$. Эксперименты проводились в режиме усиления, весьма далеком от насыщения, так как при максимальных усилениях энергия выходного стоксова сигнала не превышала 1% от энергии импульса накачки.

Экспериментальная зависимость инкремента усиления от интенсивности накачки представлена на рис.4. Отношение инкрементов коррелированного и некоррелированного сигналов равно $2,0 \pm 0,2$, что находится в хорошем согласии с теорией. При обработке результатов учитывалось различие в форме и длительности импульсов сигналов и накачки. Коэффициент усиления для длины волны $\lambda = 1,06$ мкм оказался равным $\eta = 0,040 \pm 0,002$ см/МВт.

Данный эксперимент подтвердил, что указанные конфигурации стоксовых полей действительно усиливаются по-разному. Этим методом можно было бы обращать и волновые фронты составных световых пучков. Однако видно, что сделать "генератор" обращенного стоксова сигнала, особен-

но для крупномасштабных пучков, довольно сложно. Поэтому необходима более простая система. В качестве нее была использована схема обращения с усилением частично коррелированного с накачкой стоксова сигнала [7].



Р и с.4. Зависимость инкрементов усиления коррелированного (1) и некоррелированного (2) с накачкой стоксова сигнала

В нашей работе [9] при исследовании инерционности процесса ВРМБ впервые наблюдалось ОВФ сигнала, коррелированного с накачкой в беспороговом режиме рассеяния. Именно этот вариант ОВФ, т.е. создание систем типа "генератор - усилитель", представляется нам наиболее перспективным для получения высоких коэффициентов отражения мощного лазерного излучения.

Ниже рассмотрены особенности формирования отраженного поля генерации из спонтанных шумов в режиме усиления с уровня сигнала, частично коррелированного с накачкой. На основе этого рассмотрения разработана методика, позволяющая получать эффективное отражение лазерной волны с ОВФ при произвольных поперечных размерах светопровода [7].

Если поле накачки представить в виде $E_N = \sum_{n=1}^N A_n \exp(ik_n^N r)$, а поле стоксова сигнала $E_c = \sum_{m=1}^N a_m \exp(ik_m^c r)$, причем

$K_j^c = -K_j^H$, то при выполнении условий (16) и в предположении, что $|A_j|^2 \ll \sum_{j \neq m} |A_m|^2$, $j = 1, 2, \dots$, зависимость комплексных амплитуд a_n от продольной координаты z описывается выражением аналогичным (17):

$$a_n(z) = a_n(0) \exp\left(\frac{g}{2} I_H z\right) + \left[\sum_{m=1}^M A_m a_m(0) / I_H \right] A_n^* \exp\left(\frac{g}{2} I_H z\right) \times \left[\exp\left(\frac{g}{2} I_H z\right) - 1 \right], \quad (19)$$

где $I_H = \sum_{m=1}^N |A_m|^2$ — средняя интенсивность накачки; $a_n(0)$ — входные амплитуды стоксова сигнала в случае усиления внешнего сигнала или приведенные к входу амплитуды спонтанных шумов в случае генерации; $n = 1, \dots, N$; $m = 1, \dots, M$ (N и M — числа мод накачки и стоксова сигнала соответственно).

Из (19) непосредственно следует выражение для интенсивности стоксовой волны $I_c = \sum_{n=1}^N |a_n|^2$. Здесь первый член суммы описывает усиление некоррелированной с накачкой части входного сигнала с инкрементом $g I_H z$, а второй — усиление обращенной компоненты входного сигнала с удвоенным инкрементом $2g I_H z$. Из (18) видно, что доля излучения с ОВФ в отраженном сигнале будет велика при

$$K \exp(g I_H z) \gg 1, \quad (20)$$

когда $K \ll 1$. При генерации из спонтанных шумов K будет флуктуировать, поэтому наряду со средним значением K необходимо определить дисперсию $\sigma = [\overline{K^2} - \overline{K}^2]^{1/2}$ для оценки возможных отклонений K от \overline{K} .

Будем считать, что распределения модулей амплитуд $|A_n|$ волн накачки и стоксова излучения $|a_m|$ однородны, а фазы независимы и распределены равномерно от 0 до 2π . Тогда $\overline{K} = 1/M$, $\overline{K^2} = 2/M^2$, а $\sigma = 1/M$. Здесь отметим, что при вычислении $\overline{K^2}$ и σ полагалось $M \gg 1$, что соответствует реальной ситуации. Отсюда видно, что \overline{K} и σ определяются только числом компонент шумового стоксова сигнала M , а флуктуации K весьма велики: $\sigma = 1/M = K$. Поэтому при генерации из спонтанных шумов можно пользоваться критерием (20), заменяя K на \overline{K} , в значительной степени условно:

$$\overline{K} \exp(g I_H z) \gg 1. \quad (21)$$

Число компонент шумового затравочного излучения M можно оценить по формуле:

$$M \approx \theta_{\Pi}^2 D^2 / \lambda_{\Pi}^2, \quad (22)$$

где λ_{Π} - длина волны излучения накачки; D - поперечный размер светопровода; θ_{Π} - максимальный угол между осью светопровода и направлением стоксова излучения, при котором стоксова волна усиливается практически так же эффективно, как и распространяющаяся вдоль оси волна (уменьшение эффективности взаимодействия может быть связано как с уменьшением коэффициента отражения от стенок светопровода при увеличении угла θ , так и с выходом из резонанса компонент стоксова сигнала при больших θ). Если $\theta_{\Pi} \sim 0,1$, $D \sim 1$ см и $\lambda_{\Pi} \approx 1$ мкм, из (22) следует, что $M \sim 10^6 \sim e^{14}$. При типичных пороговых условиях $2gI_{\Pi}z \sim 25$ и тогда $M > \exp(gI_{\Pi}z)$, а условие (21) перестает выполняться.

Таким образом, критерий (21), использованный в ряде работ, с одной стороны, в достаточной степени условен из-за больших флуктуаций корреляции между накачкой и спонтанными шумами, а с другой стороны, даже в случае его справедливости ОВФ нарушается из-за появления большого числа шумовых компонент $M \sim D^2$ уже при сравнительно "скромных" поперечных размерах светопровода $D \sim 1$ см.

Рассмотрим теперь вариант рассеяния накачки, когда процесс ВРМБ начинается не со спонтанных шумов, а с уровня сигнала, имеющего обращенную структуру по отношению к части спектральных компонент накачки:

$$a_n(0) = \left[\sum_k A_m^* \exp(ik_m^c z) \right]; \text{ тогда решение (19) для } a_n(z) \text{ (} n=1, \dots, R-1 \text{) имеет вид}$$

$$a_n(z) = \left[\frac{\sum_k |A_m|^2}{I_{\Pi}} A_n^* \exp\left(\frac{g}{2} I_{\Pi} z\right) \left[\exp\left(\frac{g}{2} I_{\Pi} z\right) - 1 \right] \right]. \quad (23)$$

Из (23) непосредственно видно, что выходное излучение с индексами $n=1; \dots, R-1$ имеет сопряженную конфигурацию по отношению к соответствующим компонентам накачки и усиливается с двойным инкрементом.

Именно такая ситуация и была реализована нами экспериментально [7]; на рис.5 (см.вклейку на с. 184) изображена схема экспериментальной установки. Задающее излучение (сигнал), представляющее собой 9 пучков равной

интенсивности диаметром 6 мм, дифракционного качества с длительностью импульсов $\tau \approx 30$ нс, шириной спектра $\Delta\nu_n \ll 0,01 \text{ см}^{-1}$ и длиной волны $\lambda_n = 1,06$ мкм, вводилось в усилитель при помощи стеклянного клина. Усилитель был собран на основе трех лазерных головок типа ГОС-1001, установленных последовательно, с суммарным коэффициентом усиления для слабого сигнала ~ 1000 . Усиленное на первом проходе излучение при помощи растра с фокусным расстоянием 25 см вводилось в светопровод квадратного сечения 7x7 мм длиной 20 см, заполненный сероуглеродом. Стенки светопровода представляли собой стеклянные пластинки с оптической полировкой рабочих поверхностей. Совместно с сигнальным излучением в светопровод параллельно его оси могло вводиться опорное излучение, водновой фронт которого обращался в генераторной кювете, также заполненной сероуглеродом, при помощи линзы с фокусным расстоянием 20 см.

Первоначально были проведены эксперименты в отсутствие опорного излучения, т.е. в режиме генерации из спонтанных шумов. Здесь отметим, что угол схождения крайних пучков накачки, прошедших через растр, $\theta \approx 0,1$ рад и, как легко видеть, выполнялись условия, необходимые для существования конфигурации рассеянного поля с сопряженной накачке структурой: $\rho_k \ll L = 20 \text{ см}$, $G_k < 1$. На рис. 5 представлено распределение интенсивности рассеянного поля после обратного прохождения усилителя (на расстоянии 6 м от растра) в плоскости. Хорошо видно, что помимо компоненты, коррелированной с накачкой, имеет место весьма интенсивный шум. Коэффициент отражения по энергии от ВРМБ-зеркала при этом составлял 1-3%.

На рис. 5, также изображены аналогичные распределения в присутствии опорного излучения, интенсивность которого не превышала 1% от интенсивности накачки, вводимой в светопровод через растр. Здесь в отличие от предыдущего случая, шумовая компонента практически отсутствует, а измерения диаграмм направленности отраженного и падающего излучения показали их идентичность (использовался автокалибровочный метод измерения для одного из девяти пучков накачки). Коэффициент отражения по энергии при тех же интенсивностях накачки возрос до 10-15%. Энергия каждого из девяти пучков после обратного прохода усилителей равнялась 1-1,5 Дж, что соответствует плотности энергии 3-4,5 Дж/см².

Подобная схема позволяет получить ОВФ в случае сравнительно однородной накачки, где механизм дискриминации различных конфигураций поля в значительной степени подавлен. На рис.6 (см.вклейку на с. 185) представлена схема соответствующего эксперимента. Здесь одномодовое излучение накачки с интенсивностью выше пороговой пересекалось (после делительной пластинки и усилителя) в конце ВРМБ-кюветы длиной 50 см с опорным излучением, волновой фронт которого обращался в генераторной кювете с помощью линзы с фокусным расстоянием 10 см. Активным веществом служил четыреххлористый углерод. Результаты данного эксперимента находятся в полном соответствии с результатами предыдущего.

Таким образом, проведенный выше анализ и результаты экспериментов показали, что схемы ОВФ, в которых сигнал развивается из спонтанных шумов, обладают существенным недостатком, не допускающим их масштабирования. Применение предложенной нами методики получения ОВФ, основанной на использовании системы "ВРМБ-генератор - ВРМБ-усилитель", на макете девятиканальной лазерной установки позволило, с одной стороны, устранить этот недостаток, а с другой - увеличить эффективность отражения от ВРМБ-зеркала.

Л и т е р а т у р а

1. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, №4, с.215.
2. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. - Квант. электроника, 1979, т.6, №2, с.394.
3. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И. - Квант.электроника, 1982, т.9, №3, с.632.
4. Зубарев И.Г., Михайлов С.И. - Квант.электроника, 1978, т.5, №11, с.2383.
5. Королев Ф.А., Одинцов В.И. - Письма в ЖЭТФ, 1975, т.22, №2, с.68.
6. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. - Квант.электроника, 1980, т.7, №2, с.299.
7. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. - Квант. электроника, 1981, т.8, №10, с.2191.

8. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. - Квант. электроника, 1981, т.8, №4, с.891.
9. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. - ЖЭТФ, 1979, т.77, №2(8), с.526.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ВРМБ

К.В.Грацианов, В.И.Крыжановский, В.В.Любимов,
А.А.Мак, В.Г.Панков, В.А.Серебряков,
А.И.Степанов, В.Е.Яшин

1. ВВЕДЕНИЕ

Простота реализации режима ОВФ излучения при ВРМБ [1] и открываемые им возможности для коррекции фазовых искажений и создания лазеров с расходимостью близкой к дифракционной являются причиной интенсивных экспериментальных исследований (см., например, [2-9]). Однако ряд особенностей ОВФ при ВРМБ исследован недостаточно. К ним можно отнести:

1) зависимость качества ОВФ и коэффициента отражения ВРМБ-зеркал от превышения энергии накачки над пороговой в широком диапазоне ее изменения;

2) влияние сопутствующих ВРМБ нелинейных эффектов, таких, как пробой, самофокусировка, нелинейное поглощение, на качество ОВФ и коэффициент отражения;

3) влияние пространственно-угловой структуры возбуждающего излучения на качество ОВФ, в том числе нелинейной селекции спектра пространственных частот;

4) ОВФ в нестационарном режиме ВРМБ для коротких импульсов с высокой пиковой мощностью.

В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния этих эффектов на качество ОВФ при ВРМБ в нелинейных жидкостях (ацетон, четыреххлористый углерод) и стекле К-8.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ОВФ ПРИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ ВРМБ

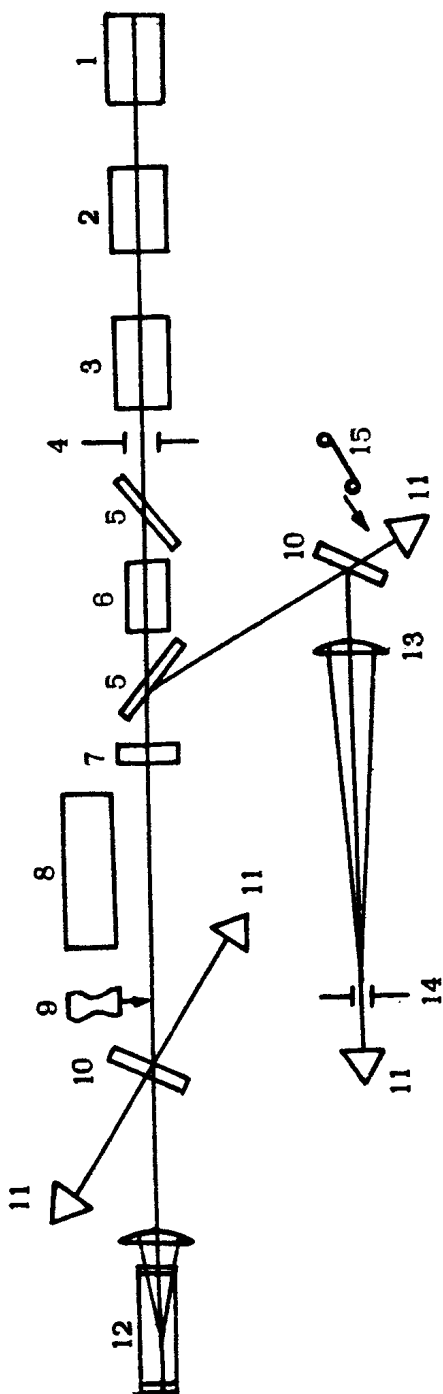
Исследование ВРМБ-зеркал проводилось по схеме, приведенной на рис.1. Одночастотный импульс лазера имел длительность около 10 нс, так что рассеяние во всех веществах было квазистационарным ($\tau_n > \tau_r$, τ_r - время за- гухания гиперзвука). Фокусировка лазерного пучка диаметром 10 мм с распределением интенсивности близким к прямоугольному производилась линзами с фокусами от 3 до 75 см при энергии импульса до 1,6 Дж. С помощью калориметров измерялась энергия на входе и выходе ВРМБ-зеркала, а также полная энергия E_0 и доля энергии E_ψ , идущие в дифракционный угол $\psi_\psi = 2,44 \lambda/d$ на выходе четвертьволновой развязки. Кроме того, для более детального изучения ОВФ производилось фотографирование дальнепольной и ближне-польной картин. Усилитель в двухпроходовой схеме имел одно- родное по сечению распределение коэффициента усиления, ра- ботал в режиме усиления слабого сигнала.

2.1. ОВФ пространственно-однородных пучков

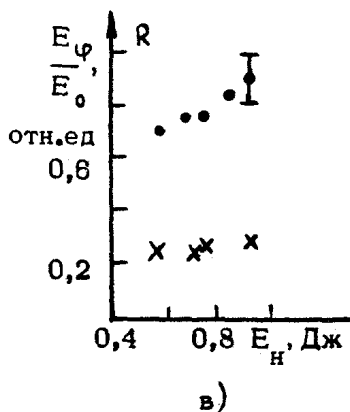
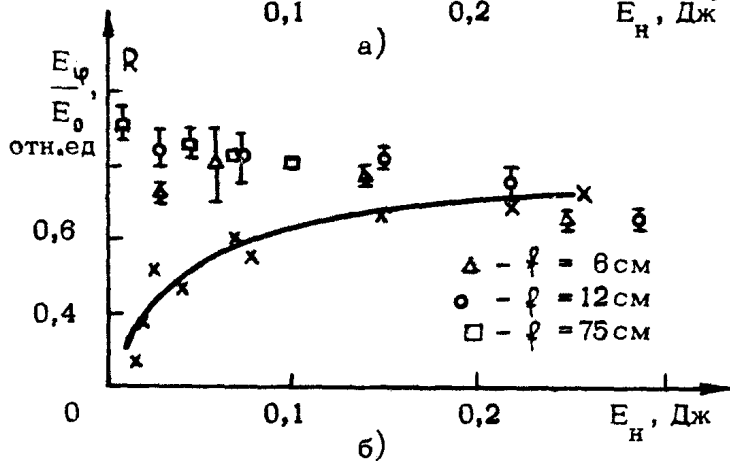
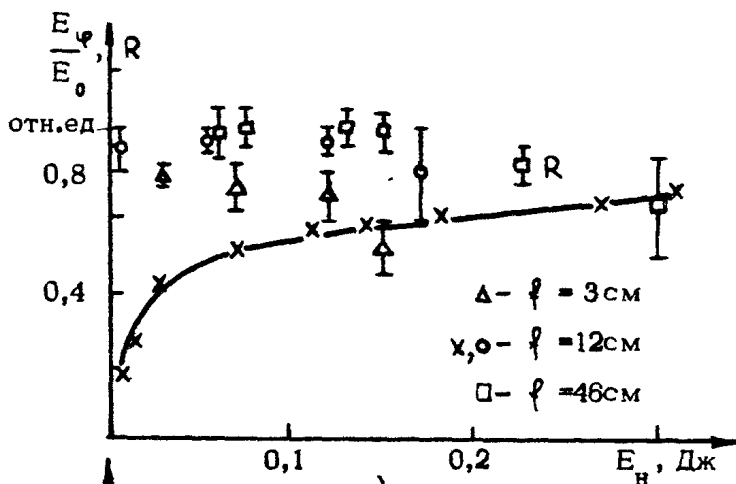
Результаты измерения параметра воспроизведения угловой структуры E_ψ/E_0 и коэффициента отражения R для трех сред приведены на рис.2. Видно, что качество ОВФ зависит от фокусного расстояния линзы и от мощности накачки, что указывает на конкуренцию с ВРМБ других нелинейных про- цессов.

Оказалось, что зависимость качества ОВФ от плотности мощности при фокусировке в кювету с ацетоном (рис.2,а) носит статистический характер, т.е. при определенных плотнос- тях появляется большой разброс (от 0,3 до 0,5) в измеря- емых значениях E_ψ/E_0 . Вместе с тем появление раз- броса параметра воспроизведения не определяется только плотностью излучения в фокусе, т.е. параметр E_n/f^2 для разных фокусных расстояний при энергиях появления разбро- са не сохранялся.

Возможно, что такой характер ухудшения качества ОВФ при фокусировке линзами $f < 12$ см связан с появлением множества микропробоев. На это же указывает и понижение



Р и с. 1. Схема исследования характеристик ВРМБ-зеркал: 1 - задающий генератор, 2 - устройство формирования временного профиля импульса, 3 - преусилитель, 4 - формирующая диафрагма, 5 - интерференционные поляризаторы, 6 - кристалл ДКДР, 7 - четвертьволновая кварцевая пластинка, 8 - усилитель, 9 - управляемая пластинка, 10 - стеклянные клинья, 11 - calorиметры, 12 - ВРМБ-зеркало, 13 - длиннофокусная линза, 14 - дальнепольная диафрагма, 15 - фотоаппарат



Р и с. 2. Параметр воспроизведения E_{φ}/E_0 (\square, Δ, \circ) и коэффициент отражения $R(x)$ ВРМБ-зеркала в зависимости от энергии накачки пространственно-однородного пучка при различных фокусных расстояниях линз f . Вертикальными линиями показан разброс экспериментальных значений E_{φ}/E_0 : а - ацетон, б - четыреххлористый углерод, в - стекло К-8

энергии появления разброса E_{ψ}/E_0 при наличии в среде микрочастиц, замечаемых по светорассеянию. Другими причинами ухудшения качества ОВФ в ацетоне с ростом мощности могут быть нелинейное поглощение в каустике или самофокусировка. На важную роль этих эффектов указывает также статистический разброс параметра воспроизведения E_{ψ}/E_0 при фокусировке излучения линзами с $f > 12$ см, когда пробой ацетона не наблюдался.

На рис. 2,б приведены зависимости коэффициента отражения R и параметра воспроизведения E_{ψ}/E_0 от энергии накачки, падающей на кювету с CCl_4 при разных фокусах линзы. Визуально в фокусе линзы регистрировался пробой среды. Для $f < 20$ см пороговая энергия пробоя составляла величину $E = 20$ МДж.

Как видно из рис. 2,б, при возбуждении ВРМБ пространственно-однородным пучком можно получить достаточно высокие отношения E_{ψ}/E_0 и пробой не срывает режима ОВФ. Это может быть связано с меньшей величиной пороговой мощности ВРМБ по сравнению с пробоем. Затравочное стоксово излучение успевает образоваться вблизи фокальной перетяжки на переднем фронте импульса, а затем усиливается в поле накачки и, интерферируя с ней, образует гиперзвуковую голограмму. Пробой же происходит после образования стоксовой затравки и поэтому не сказывается существенно на пространственно-угловых характеристиках отраженного пучка, а лишь ограничивает коэффициент отражения накачки. Это ограничение, как видно из рис. 2,б, наступает на уровне $R = 0,5 + 0,6$. Заметим, что если пороги ВРМБ и пробоя близки, то последний, экранируя фокальную перетяжку линзы, может привести к некогерентному режиму рассеяния [10].

На рис. 2,в приведены характеристики ВРМБ-зеркала на основе стекла К-8 при фокусировке пространственно-однородного пучка линзой с $f = 20$ см. Использование твердотельной рассеивающей среды позволило более надежно наблюдать пробой, сопутствующий ВРМБ. Треки разрушений образовывались вблизи плоскости фокусировки, и их размеры изменялись в зависимости от энергии накачки от долей миллиметра до 1 см. Однако, как видно из рис. 2,в, пробой не препятствует получению световых пучков с хорошей угловой направленностью при довольно больших коэффициентах отражения. Более того, в отличие от ацетона и CCl_4 с ростом энергии накачки происходит некоторое улучшение качества ОВФ.

2.2. Нелинейная селекция пространственных частот и преобразование пространственной структуры световых пучков при ВРМБ

До сих пор исследовалось воспроизведение энергетической угловой расходимости (E_{ψ}/E_0) световых пучков при ВРМБ. Вместе с тем при этом из-за селекции пространственных частот, проявления шумовых свойств ВРМБ и конкуренции со стороны других нелинейных процессов возможно изменение пространственной структуры световых пучков, слабо влияющее, как это видно из разд. 2.1, на параметр воспроизведения. Эти эффекты исследовались на примере ВРМБ в CCP_4 .

На рис.3 (см. вклейку на с.186) приведены фотографии лазерного пучка, ограниченного "жесткой" диафрагмой при отражении от ВРМБ-зеркала с разным превышением порога. При небольшом превышении (в 3 раза) из-за селекции высших пространственных гармоник углового спектра происходит аподизация пучка (рис.3,а), дифракционные кольца исчезают [1]. Заметим, что эффект аподизации, как нами специально проверялось, не связан с линейным переносом изображения формирующей диафрагмы фокусирующей линзой. Это также подтверждает и исчезновение колец, окружающих дифракционный керн в дальней зоне. Поскольку в нашем эксперименте длина фокальной перетяжки $f_{\phi n} \sim f^2 \lambda / a^2 \sim 15$ мм была значительно меньше длины кюветы с рассеивающей средой, эффект аподизации был обусловлен не только разницей в коэффициенте усиления для различных дифракционных максимумов вблизи фокальной перетяжки линзы, но и угловой селективностью гиперзвуковой голограммы.

При дальнейшем повышении мощности накачки пространственная структура пучка усложнялась. Сначала начинали нерезко воспроизводиться отдельные детали дифракционной структуры, а при большом превышении пороговой мощности (> 10 раз) поперечное сечение пучка разбивалось на ряд пятен - спеклов (рис.3,б). Заметим, что такое разбиение происходило уже при мощности накачки $P < P_{кр} = 2$ МВт и, по-видимому, обусловлено не самофокусировкой, а проявлением шумовой природы затравочного стока излучения. Несмотря на сильное искажение поперечного сечения отраженного излучения, его угловая расходимость E_{ψ}/E_0 ухудшалась незначительно (см. рис. 2,б), что говорит о малой роли са-

мофокусировки в искажении пространственной структуры пучка даже при $\rho > \rho_{кр}$

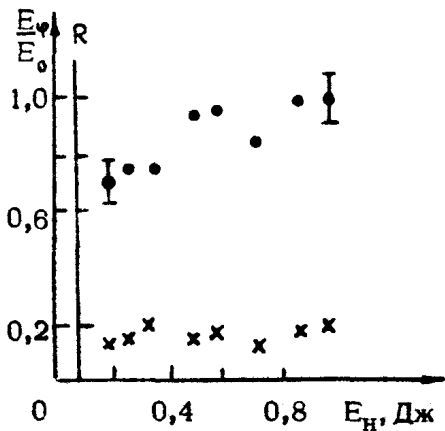
Улучшение воспроизведения при увеличении превышения мощности над порогом (до образования спекловой структуры) может быть связано с увеличением расстояния между каустикой и зоной, в которой происходит основная перекачка энергии из волны накачки в стоксову волну. Это вызвано тем, что только при достаточном удалении зоны перекачки от каустики в ней формируется гиперзвуковая голограмма, воспроизводящая при отражении от нее распределение интенсивности в волне накачки.

Таким образом, при ВРМБ сфокусированных пучков происходит преобразование их пространственной структуры. Это, с одной стороны, несколько ухудшает качество ОВФ, поскольку рассеянное поле \mathcal{E}_s становится связанным с полем накачки \mathcal{E}_H соотношением $\mathcal{E}_s = \Phi(\eta) \mathcal{E}_H^*$, где $\Phi(\eta)$ — некоторая функция поперечной координаты, а с другой стороны, дает возможность управлять распределением интенсивности, осуществляя селекцию пространственных частот.

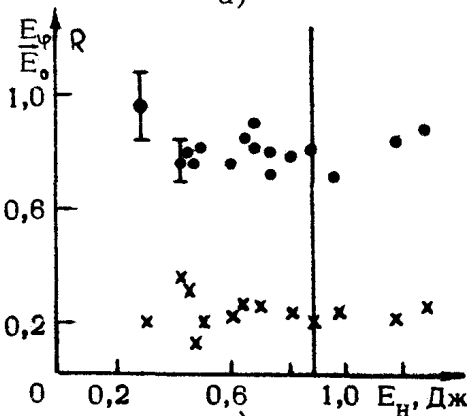
2.3. Качество ОВФ световых пучков со сложной пространственной структурой

Из сказанного выше следует, что для стабилизации хорошего качества ОВФ необходимо снизить плотность мощности излучения в окрестности каустики (особенно для ацетона). Одним из наиболее удобных методов достижения этого является введение травленной пластинки, так как при этом плотность мощности излучения убывает как θ^{-2} , а превышение над порогом — как θ^{-1} (θ — ширина углового распределения возбуждающего излучения). Кроме того, фазовые пластинки моделируют неоднородности в усилителях и позволяют исследовать возможность их компенсации.

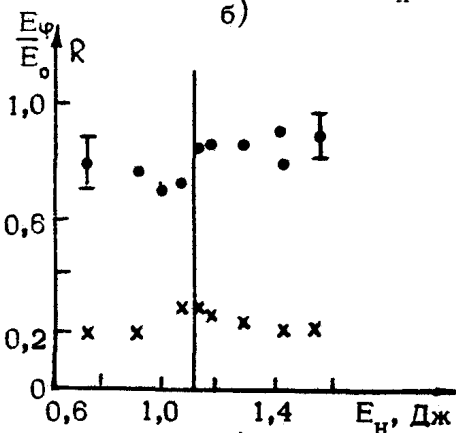
Характеристики ВРМБ-зеркала на основе $[\text{CaF}_2]$ при накачке пространственно-неоднородным излучением с $\theta \approx 7 \cdot 10^{-3}$; $1,6 \cdot 10^{-2}$ и $2,5 \cdot 10^{-2}$ рад приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, в пространственно-неоднородных пучках получают меньшие значения коэффициента отражения R , что связано с возрастанием пороговой мощности рассеяния [2]. С ростом расходимости θ процесс ОВФ несколько ухудшается, что находится в соответствии с теорией [2], хотя в наших



a)



б)

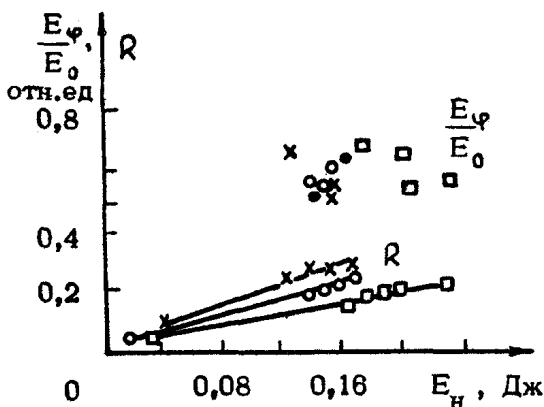


в)

Р и с. 4. Параметр произведения E_p/E_0 (•) и коэффициент отражения R (x) ВРМБ-зеркала на основе $[\rho]_q$ при отражении пространственно-неоднородных пучков с расходимостью $\theta \approx 7 \cdot 10^{-3}$ (а), $1,6 \cdot 10^{-2}$ (б) и $2,9 \cdot 10^{-2}$ рад (в). Вертикальной чертой отмечен порог пробоя среды

экспериментах мы и не дошли до критического значения параметра $(\theta/\varphi)_{\Delta, \text{кр}} \approx 1,6 \cdot 10^3$. Отметим также, что и в пространственно-неоднородных пучках пробой не срывал режима ОВФ.

Образования спекл-структуры можно избежать, если для снижения плотности мощности излучения в фокусе линзы использовать какие-либо плавные aberrации, например астигматизм. Вместе с тем следует иметь в виду, что астигматизм не всегда может заменить травленную пластинку, так как при астигматизме плотность мощности излучения в каустике и превышение на порогом убывают в равной степени как φ^{-1} . Кроме того, отметим, что компенсация астигматизма представляет собой самостоятельный интерес, поскольку этот вид aberrации часто встречается в лазерных системах, например при заклонах различного типа линз из-за термооптических эффектов [12] и т.д.



Р и с. 5. Зависимость параметра воспроизведения E_{φ}/E_0 и коэффициента отражения R астигматического пучка от его энергии при отражении от $[\text{СВЧ}]$ для различных величин астигматизма: $\bullet - \Lambda = 1,25$; $\circ - \Lambda = 5$; $\times - \Lambda = 2,5$; $\square - \Lambda = 10$

В нашей работе для получения астигматического светового пучка в него вводились цилиндрические линзы с оптической силой от 0,25 до 4 дптр. На рис.5 приведены зависимости E_{φ}/E_0 и R от энергии накачки при различных величинах астигматизма (Λ), характеризуемого величиной

отступления волнового фронта от плоского для данного размера пучка, в длинах волн. Как видно из рисунка, большое значение астигматизма приводит к существенному падению R , что, по-видимому, связано с возбуждением ВРМБ в поперечном направлении первого астигматического фокуса. Видно, что астигматизм несколько корректируется, но далеко не полностью (E_{φ}/E_0 примерно в 1,5 раза меньше, чем в однородных пучках). При различных направлениях астигматизма распределение излучения в дальней зоне имеет эллиптическую форму, повторяющую форму пучка в первом астигматическом фокусе. Возможной причиной неполной коррекции астигматизма может служить экранировка излучения, отраженного во втором фокусе акустической решеткой первого фокуса, а также генерация ВРМБ в поперечном направлении.

3 ОВФ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ ВРМБ

Для применения ВРМБ-зеркал в мощных лазерных системах, в том числе используемых для исследований в области лазерного термоядерного синтеза, необходимо, чтобы эти зеркала работали в режиме, близком к ОВФ для импульсов длительностью 0,5–10 нс. Процессу ВРМБ в этом случае препятствуют нестационарность рассеяния, возрастание пороговой энергии ВРМБ, что приводит к усилению влияния других нелинейных эффектов (пробой, самофокусировка и т.д.), эффект группового запаздывания, ограничивающий фокусное расстояние линзы и длину ВРМБ-кюветы. Тем не менее путем выбора сред и геометрии фокусировки излучения можно попытаться обойти эти ограничения. Поэтому мы провели измерение коэффициента отражения R и параметра воспроизведения E_{φ}/E_0 для ВРМБ-зеркала на основе CaF_2 для наносекундных и субнаносекундных импульсов.

3.1. Отражение нано- и субнаносекундных импульсов от ВРМБ-зеркала

Перестройка длительности импульса осуществлялась электрооптическими дефлекторами на основе кристаллов $LiNbO_3$ без изменения пространственной структуры пучка [13]. Для предотвращения пробоя фокусировка излучения в кювету осу-

шествлялась достаточно длиннофокусной линзой ($f = 75$ см). Такая фокусировка позволяла избежать эффекта группового запаздывания на длине фокальной перетяжки ($l_{ф.п} > c\tau_n / 2n$). Эксперименты проводились с кюветами трех длин $l = 30, 10$ и 3 см ($l_{ф.п} \approx 1,5$ см), что позволило исследовать влияние самофокусировки, которая может протекать в участках среды, где импульсы накачки и стокова излучения не перекрываются, на характеристики отраженного излучения.

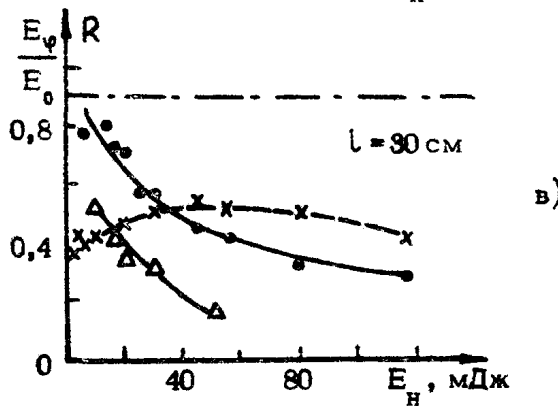
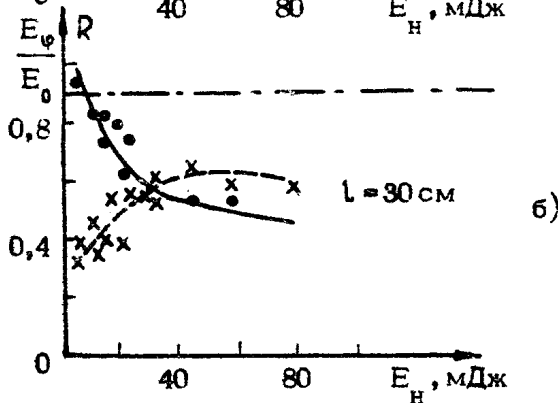
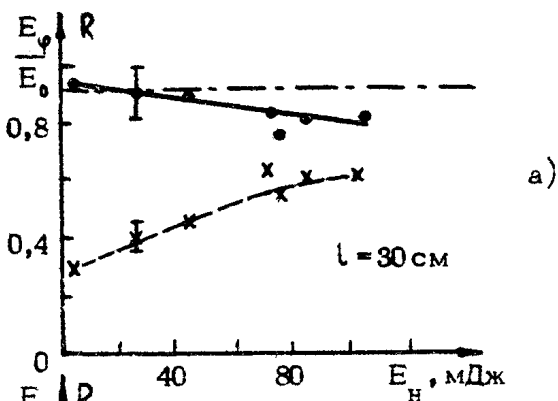
Результаты измерения параметров E_{ψ}/E_0 ($\psi = 2 \cdot 10^{-4}$ рад — дифракционный угол) и R в зависимости от энергии падающего на ВРМБ-зеркало излучения накачки E_n для нескольких дискретных значений длительности импульса (5,3,1;0,75 и 0,5 нс) приведены на рис.6; штрихпунктирной чертой отмечено реперное значение E_{ψ}/E_0 , получаемое при замене ВРМБ-зеркала на обычное диэлектрическое.

Из рисунка видно, что для коротких импульсов можно получить режим рассеяния близкий к ОВФ, только диапазон энергий, при которых воспроизводится угловая расходимость излучения, сужается по мере сокращения длительности импульса. Положительное влияние сокращения длины кюветы, по-видимому, связано с подавлением самофокусировки. Тем не менее отношения E_{ψ}/E_0 для $\tau_n = 10$ нс и более коротких импульсов при одинаковой мощности разные, что говорит о влиянии нестационарности ВРМБ на режим ОВФ.

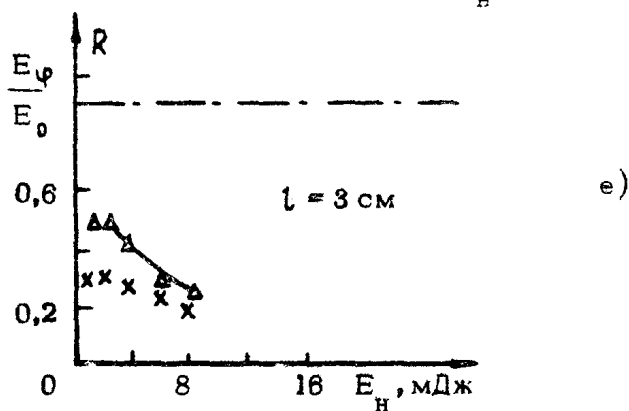
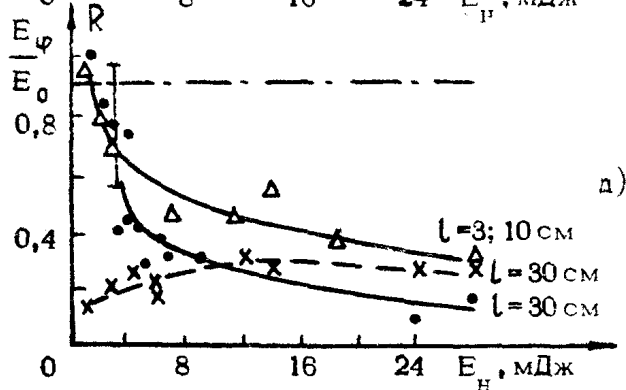
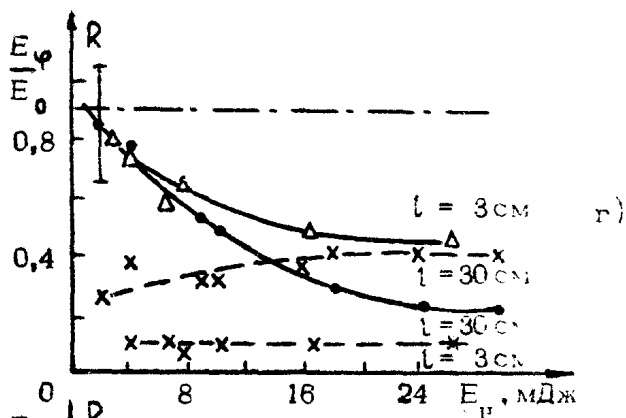
Возможность получения режима ОВФ для пучков со сложной пространственной структурой проверялась постановкой перед фокусирующей линзой травленной пластинки, вносящей в пучок расходимость $\theta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ рад. Результаты измерения параметра E_{ψ}/E_0 для $\tau_n = 3$ нс приведены на рис.6,в. Видно, что в этом случае происходит лишь частичное ОВФ (параметр E_{ψ}/E_0 меньше, чем для пространственно-однородного пучка), однако достигнутое значение $E_{\psi}/E_0 = 0,6$ значительно больше того, которое было бы в случае отсутствия ОВФ. Заметим попутно, что для пучков со сложной структурой, имеющих расходимость θ , для реализации режима ОВФ должно выполняться естественное условие отсутствия группового запаздывания на длине фокальной перетяжки

$$\tau_n \geq 4n \cdot f^2 \theta / c a \quad (a - \text{радиус пучка}).$$

Ограничение со стороны нестационарности можно обойти или с помощью беспорогового ОВФ [5], или путем специального профилирования импульса [14].



Р и с. 6. Параметр воспроизведения E_p/E_0 (\bullet , Δ , сплошная линия) и коэффициент отражения R (x , пунктирная линия) ВРМБ-зеркала на основе $LiNbO_3$ для импульсов различной



длительности для разных длин кюветы l рассеивающей средой: а - $\tau_{и} = 10$ нс, б - $\tau_{и} = 5$, в - $\tau_{и} = 3$, г - $\tau_{и} = 1$, д - $\tau_{и} = 0,75$, е - $\tau_{и} = 0,5$ нс

4. ОБСУЖДЕНИЕ МЕХАНИЗМА НЕПОЛНОГО ОВФ

Количественные исследования точности ОВФ при возбуждении ВРМБ фокусировкой в кювету показали, что доля энергии в дифракционном керне ($2,44 \lambda/d$) оказывается ниже величины, которая должна была быть при полном ОВФ. Неполное ОВФ проявляется и в качественном изменении в обращенной волне. При обращении однородных световых пучков в дальнем поле воспроизводятся не все дифракционные кольца, а при обращении пространственно-неоднородных световых пучков, получаемых введением травленной пластины, в ближней и дальней зонах наблюдается остаточная спектральная структура, воспроизводящаяся от импульса к импульсу.

Стабильное воспроизведение спектральной структуры означает, что причиной неполного ОВФ в данном случае не может быть спонтанный шум, рассмотренный в работе [15].

Рассмотрим возможный механизм, приводящий к ограничению точности ОВФ в данном случае. При фокусировке излучения в кювету вынужденное рассеяние происходит главным образом в окрестностях каустики и ближней зоне, расположенной перед каустикой. Это связано с тем, что при удалении от фокальной плоскости объектива плотность мощности убывает как $\rho z^{-2} d^{-2} f^2 \pi/4$ (ρ — мощность светового пучка, f — фокусное расстояние, d — диаметр светового пучка до линзы, z — расстояние от фокальной плоскости). Если учесть, что зона перекачки в 1-ю стоксову компоненту лежит в области, соответствующей значению инкремента в приближении заданного поля $30 < \int q P S^{-1}(z) dz < 100$ [16] ($S(z)$ — местное сечение светового пучка, q — погонный инкремент), то расстояние между зоной перекачки и фокальной плоскостью составляет

$$z_0 = \frac{4}{\pi} \frac{f^2}{d^2} \frac{q P}{100}$$

и диаметр зоны перекачки при этом равен

$$d_0 = z_0 \frac{d}{f} = \frac{4}{\pi} \frac{f}{d} \frac{q P}{100}$$

Естественно, что компоненты углового распределения, лежащие за пределами угла d_0/f , проходят за пределами зоны перекачки, не могут участвовать в образовании гиперзвуковой голограммы, на которой формируется обращенная

волна [17], и не воспроизводится при ОВФ.

В случае пространственно-однородных пучков это приводит к тому, что число дифракционных колец (m) в дальнейшей картине приближенно составляет

$$m \approx N/3,$$

N — кратность превышения над порогом. (За порог принимается мощность, при которой $\int g^2 P S^{-1} dx = 30$). Полученная оценка согласуется с результатами эксперимента.

Возможность компенсации больших волновых aberrаций при астигматизме связана с тем, что зона перекачки в этом случае деформируется в поперечном направлении, перекрывая все лучи. При искажениях типа сферической aberrации, проходящие за пределами зоны перекачки компоненты углового распределения, связанные с отдельными участками сечения светового пучка, неполное ОВФ проявляется в появлении провалов интенсивности на фронте обращенного светового пучка, поэтому возможности компенсации значительно меньше, чем при астигматизме.

При обращении пространственно-неоднородных пучков невоспроизведение углового распределения за пределами d_0/f приводит к тому, что искажения волнового фронта, вернувшегося на травленную пластину, не полностью совпадают с искажениями, внесенными ранее. Разность приводит к остаточной спекл-структуре, которая убывает с увеличением превышения над порогом, и тем быстрее, чем быстрее убывают крылья углового распределения. В этом отношении обращение в световоде, когда травленная пластинка проектируется на вход световода, должно иметь преимущество перед фокусировкой в кювету.

Л и т е р а т у р а

1. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллин Ф.С. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, №3, с.160-164.
2. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. - Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №3, с.791-794.
3. Долгополов Ю.В., Кирьянов Ю.Ф., Кормер С.Б. и др. - В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.117-130.
4. Калинина А.А., Любимов В.В., Орлова И.Б. - В кн.: Тезисы докл. 1-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л.: ГОИ, 1976, с.235.
5. Зубарев И.Г. - В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.92-116.
6. Mays R., Lysiak R.J. - Opt. Commun., 1980, v.32, N2, p.334-337.
7. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. - Квант. электроника, 1979, т.6, №4, с.765-771.
8. Белоусов В.Н., Большов Л.А., Ковальский Н.Г., Низиенко Ю.К. - ЖЭТФ, 1980, т.79, №6 (12), с.2119-2125.
9. Окладников Н.В., Гармонов А.А., Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И. - Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН, 1981, №1, с.17-23.
10. Паперный С.Б., Петров В.Ф., Серебряков В.А., Старцев В.Р. - В кн.: Тезисы докл. 3-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л.: ГОИ, 1980, с.205.
11. Яшин В.Е., Крыжановский В.И. - В кн.: Тезисы докл. 3-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л.: изд. ГОИ, 1981, с.268.
12. Калинина А.А., Любимов В.В., Панков В.Г. и др. - В кн.: Тезисы докл. 2-й Всесоюз. конф. "Оптика лазеров". Л.: ГОИ, 1979, с.310.
13. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Старцев В.Р., Чертков А.А. - Квант. электроника, 1982, т.9, №1, с.76-82.
14. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Яшин В.Е. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.7, №1, с.57-61.
15. Сидорович В.Г. - Оптика и спектроскопия, 1977, т.42, №4, с.93-99.

16. Linde von der D., Maier M., Kaiser W. - Phys.Rev., 1969, v.179, N1, p.11-17.
17. Васильев М.В., Семенов П.М., Сидорович В.Г. - Оптика и спектроскопия, 1981, т.50, №6, с.1021-1025.

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ НЕКОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Г.Сидорович

В настоящее время проведено детальное теоретическое исследование возбуждения ВРМБ пространственно-когерентным оптическим излучением [1-6]. В частности, показано, что при определенных условиях вынужденно рассеянная стоковая волна должна обладать волновым фронтом, обращенным по отношению к фронту волны возбуждающего ВРМБ излучения [4-6]. Данный эффект, открытый экспериментально в [7], позволил существенно повышать направленность лазерного излучения вопреки оптической неоднородности активного элемента и других деталей лазера [8]. В ряде практически важных задач оптические неоднородности, подлежащие компенсации за счёт эффекта ОВФ, являются изменяющимися за время лазерной генерации (см., например, [9]). При этом волновой фронт обрабатываемого излучения нестационарен, т.е. излучение пространственно-некогерентно. В работах [10-13] теоретически показано, что ВРМБ не сопровождается эффектом ОВФ, если спектр пространственно-некогерентного возбуждающего излучения значительно шире спектра спонтанного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, т.е. если волновой фронт возбуждающего излучения существенно изменяется за время релаксации гиперзвука. Естественно предполагать, что волновой фронт, изменяющийся достаточно медленно в масштабе времени релаксации гиперзвука, может обращаться так же, как стационарный. Однако вопрос о том, до какой именно скорости изменений волнового фронта остается возможным обращение, т.е. каково быстроедействие ВРМБ-зеркала, до настоящего времени не был изучен. Ответ

на данный вопрос позволит определить, насколько быстро . могут изменяться оптические неоднородности, компенсируемые за счёт ОВФ света ВРМБ-зеркалом. С точки зрения задачи создания высокочувствительных систем ОВФ [14] степень быстродействия ВРМБ-зеркала устанавливает, насколько широким должен быть спектр шумового излучения, сопровождающего относительно слабый пространственно-когерентный сигнал, чтобы ВРМБ-зеркало отражало только сигнал. В данной работе изложены результаты исследования быстродействия ВРМБ-зеркала.

1. Метод теоретического анализа взаимодействия в среде возбуждающей и стоксовой волн со сложными пространственно-временными структурами, использованный в этой работе, основан на рассмотрении процессов коллективного возбуждения гиперзвука группами световых волн с разными частотами и направлениями [15,26]. Каждая коллективно возбуждаемая гиперзвуковая волна рассеивает всю группу создавших ее компонент возбуждающего излучения, что приводит к повышению эффективности рассеяния. В работе [15] показано, что способность отдельных гиперзвуковых решеток к рассеянию нескольких компонент возбуждающего излучения определяется степенью согласованности структуры стоксовой волны со структурой возбуждающего излучения. В частности, двойной инкремент стоксовой волны с обращенным волновым фронтом обусловлен тем, что каждая плоская компонента гиперзвуковой волны, генерируемой обращенной стоксовой волной совместно с когерентным возбуждающим излучением, участвует в двух элементарных актах рассеяния. В случае, когда возбуждающее излучение пространственно-некогерентно, отдельные плоские гиперзвуковые волны могут отличаться не только векторами, но и частотами. Однако и в этом случае все пары плоских компонент возбуждающего излучения и стоксовой волны с одинаковыми разностями частот $\omega_i - \Omega_j$ и волновых векторов $\vec{k}_i - \vec{K}_j$ коллективно генерируют плоскую монохроматическую гиперзвуковую волну (с частотой $\omega_{ij} = \omega_i - \Omega_j$ и вектором $\vec{K}_{ij} = \vec{k}_i - \vec{K}_j$) и совместно рассеиваются на ней.

В приближении кинематической теории дифракции амплитудная эффективность рассеяния пропорциональна среднему числу M плоских компонент возбуждающего излучения, рассеивающихся на одной плоской монохроматической гипер-

звуковой волне. В свою очередь, эффективность рассеяния возбуждающего излучения тонким слоем гиперзвуковой голограммы характеризует инкремент \bar{G} стоксовой волны, поэтому $\bar{G} = M \bar{g}$, где \bar{g} — инкремент стоксовой волны, не скоррелированной с возбуждающим излучением.

Пусть амплитуда электрического поля возбуждающего излучения представима в виде

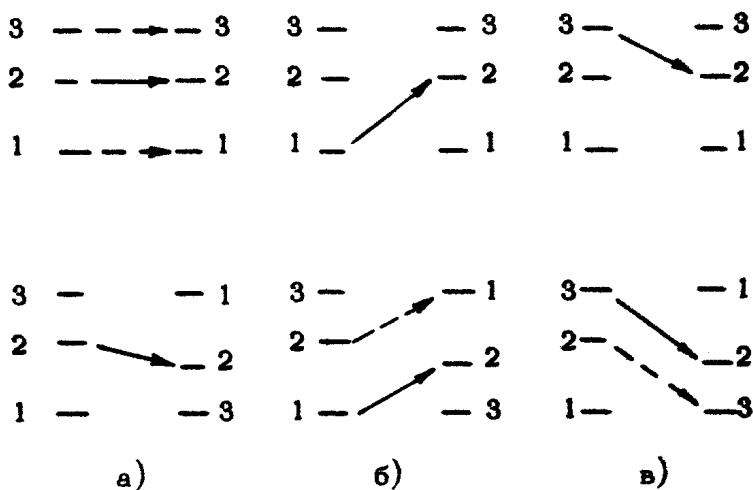
$$E = \sum_{n=1}^4 \sum_{m=1}^N a_m^{(n)} \exp \left[i (\vec{k}_m \vec{r} - \omega_n t) \right], \quad (1)$$

где \vec{r} — радиус-вектор; $\omega_1 = \omega - 1,5\Delta_1$; $\omega_2 = \omega - 0,5\Delta_2$; $\omega_3 = \omega + 0,5\Delta_3$; $\omega_4 = \omega + 1,5\Delta_4$ — частоты спектральных компонент возбуждающего излучения; $\Delta_i - \Delta_j \ll \Delta_m \approx \Delta$, $\Delta \ll \omega$; \vec{k}_m — волновые векторы (здесь не учитывается отличие волновых векторов, обусловленное разницей частот спектральных компонент, см. [15]); $a_m^{(n)}$ — комплексные амплитуды; векторы $\vec{A}^{(n)} = (a_1^{(n)}, a_2^{(n)}, \dots, a_N^{(n)})$ ортогональны между собой, причем $|a_m^{(n)}| \approx a$ при любых m, n . Такое поле является моделью пространственно-некогерентного оптического излучения с четырьмя независимыми когерентными составляющими [10, 16].

Предположим, что углы между волновыми векторами \vec{k}_m существенно превышают угол дифракции на апертуре ВРМБ-зеркала. Кроме того, будем предполагать, что длительность импульса возбуждающего излучения $t_m \gg 1/\Delta$, $1/|\Delta_i - \Delta_j|$. Эти условия позволяют независимо рассматривать рассеяние спектрально-угловых компонент возбуждающего излучения с разными векторами и частотами.

Поле стоксовой волны, возникающей в результате ВРМБ, будем искать исходя из условия максимальности инкремента этой волны. В соответствии с соображениями, сформулированными выше, данному условию могут удовлетворять стоксовы волны, которые, интерферируя с возбуждающим излучением, образуют наибольшее число идентичных плоских монохроматических гиперзвуковых волн. Для этого необходимо, чтобы компоненты углового спектра стоксовой волны были инвертированы по отношению к компонентам возбуждающего излучения [15]. Кроме того, необходимо, чтобы частотные интервалы между компонентами временного спектра были одинаковыми в стоксовой волне и в возбуждающем излучении.

Поясним последнее условие на примере возбуждающего излучения с тремя спектральными компонентами. На рис.1 показаны варианты расположения частот стоксова излучения, удовлетворяющие ему. Спектр стоксовой волны смещен относительно спектра возбуждающего излучения примерно на резонансную частоту гиперзвука с периодом, равным половине длины волны возбуждающего излучения в веществе. Однако в одном случае он повторяет спектр возбуждающего излучения (верхний ряд диаграмм на рис.1), а в другом – инвертирован относительно последнего (нижний ряд). Из рис.1 ясно, что закон сохранения энергии, вообще говоря, допускает взаимодействие (переходы) между спектральными



Р и с.1. Спектральные компоненты возбуждающего излучения (слева) и стоксовой волны (справа). Прямые линии соединяют частоты компонент излучения, интерференция между которыми создает гиперзвуковые голограммы, обеспечивающие рассеяние излучения из компонент возбуждающей волны во вторую компоненту стоксовой волны (а – рассеяние из второй компоненты возбуждающей волны; б – из первой; в – из третьей). Общий сдвиг спектра стоксовой волны на частоту гиперзвука, существенно превышающий ширину этого спектра, не показан на рисунке

компонентами возбуждающего излучения и стоксовой волны путем рассеяния на гиперзвуковых решетках, созданных интерференцией других пар спектральных компонент возбуждающего и стоксова излучений (их частоты соединены на рис. 1 пунктирными прямыми). При любом расположении частот стоксовых волн, отличающемся от конфигураций, изображенных на рис. 1, переходы посредством решеток, отвечающих пунктирным линиям, запрещены. По этой причине только выбранные нами спектры стоксова излучения могут обеспечить максимальные эффективности перерассеяния света из возбуждающего излучения в стоксово (см. также [22]).

Другим фактором, определяющим эффективность рассеяния .. возбуждающего излучения на гиперзвуке, является резонансный характер акустических колебаний. Резонансную для гиперзвука частоту имеют только бинарии в интерференционных картинах возбуждающего и стоксова излучений, соответствующих левому столбцу на рис. 1. В случаях, соответствующих второму и третьему столбцам, электрострикционная сила не находится в резонансе с акустическими колебаниями рассеивающей среды (во втором столбце ее частота меньше резонансной на Δ , в третьем - больше на Δ). Предположим, что длительность импульса возбуждающего излучения $t_{\text{и}}$ существенно превышает время релаксации гиперзвука. При этом в соответствии с теорией вынужденных колебаний осциллятора амплитуда гиперзвуковой голограммы, возбуждаемой нерезонансной силой, получает дополнительный множитель вида

$$S(\delta) = \exp \left[i \alpha \tau \operatorname{ctg} (2\delta/\Gamma) \right] / \sqrt{1 + (2\delta/\Gamma)^2},$$

где Γ - ширина спектра спонтанного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна на уровне 0,5 по интенсивности; δ - отклонение частоты вынуждающей силы от резонансной частоты гиперзвука $\Omega_{\text{зв}}$ (которая зависит, в том числе, и от величины затухания гиперзвука в среде [17]).

Третьим фактором, определяющим эффективность рассеяния возбуждающего излучения в стоксову волну, являются фазовые соотношения между вкладками различных решеток, составляющих в совокупности гиперзвуковую голограмму. Роль указанного фактора удобно анализировать на основе результатов модовой теории трехмерной голограммы [18, 19]. Обозначим сокращенно значками $\Lambda^{(k)}$, $\Gamma^{(n)}$

спектральные компоненты возбуждающего и соответственно стоксова излучений с векторами амплитуд плоских компонент $\vec{A}^{(k)}$, $\vec{C}^{(n)}$ и частотами ω_k , Ω_n . Отражательную трехмерную гиперзвуковую голограмму, образованную в рассеивающей среде интерференцией $A^{(k)}$ и $C^{(n)}$, обозначим $C^{(n)}, A^{(k)}$. Из результатов [20,21] следует, что распространяющаяся со стороны возбуждающего излучения световая волна наиболее эффективно рассеивается на $C^{(n)} A^{(k)}$ в двух случаях: 1) когда ее вектор амплитуд $\vec{B} = \alpha \vec{A}^{(k)}$, т.е. считывающая волна совпадает с попутной ей записывающей волной; 2) при $\vec{B} = \beta \vec{C}^{(n)*}$, т.е. когда считывающая волна комплексно сопряжена по отношению к встречной записывающей (α и β - комплексные коэффициенты пропорциональности). Если же $\vec{B} \perp \vec{A}^{(k)}$ и $\vec{B} \perp \vec{C}^{(n)*}$, то рассеяние пренебрежимо мало.

Проанализируем с указанной точки зрения диаграммы рис.1. Рассмотрим случай повторения спектра возбуждающего излучения (верхний ряд диаграмм). Закон сохранения энергии допускает переход со второй частотной компоненты возбуждающего излучения на вторую стоксову компоненту за счет рассеяния $A^{(2)}$ на $C^{(1)} A^{(1)}$, $C^{(2)} A^{(2)}$ и $C^{(3)} A^{(3)}$. Такое рассеяние будет эффективным во всех трех случаях, если $C^{(1)} = C^{(2)} = C^{(3)} = \epsilon A^{(2)*}$ (ϵ - коэффициент пропорциональности). Однако при этом существенно меньшей окажется эффективность рассеяния возбуждающего излучения в первую и третью компоненты стоксовой волны (это легко видеть из диаграмм, аналогичных рис.1). Поэтому условие $C^{(1)} = C^{(2)} = C^{(3)}$ фактически не выполнимо, так как модули $C^{(1)}$ и $C^{(3)}$ окажутся существенно меньшими $|C^{(2)}|$.

Рассмотрим случай $C^{(1)} = \epsilon_1 A^{(1)*}$, $C^{(2)} = \epsilon_2 A^{(2)*}$, $C^{(3)} = \epsilon_3 A^{(3)*}$, т.е. когда обращаются волновые фронты всех спектральных компонент возбуждающего излучения. При этом в стоксову компоненту с номером 2 дадут существенный вклад: 1) рассеяние $A^{(2)}$ на $C^{(2)} A^{(2)}$; 2) рассеяние $A^{(1)}$ на $C^{(2)} A^{(1)}$; 3) рассеяние $A^{(3)}$ на $C^{(2)} A^{(3)}$. В первом случае рассеяние в два раза эффективнее, чем в двух других, так как рассеивающая голограмма создана двумя взаимно сопряженными волнами и в соответствии с [15] каждая гиперзвуковая решетка работает дважды. Аналогично анализируется рассеяние возбуждающего излучения в стоксовы волны с частотами Ω_1 и Ω_3 .

В случае инверсии спектра возбуждающего излучения анализ на основе модовой теории трехмерной голограммы

показывает, что максимальный инкремент всех спектральных компонент стоксовой волны также может соответствовать только случаю ОВФ всех компонент возбуждающего излучения: $\vec{E}^{(1)} = \mu_1 \vec{A}^{(1)*}$, $\vec{E}^{(2)} = \mu_2 \vec{A}^{(2)*}$; $\vec{E}^{(3)} = \mu_3 \vec{A}^{(3)*}$. Однако этого не достаточно для того, чтобы инкремент стоксовой волны стал максимально большим. Необходима еще сфазированность вкладов в рассеянную волну от гиперзвуковых голограмм, отвечающих сплошным и пунктирным линиям на рис.1. Последнее достигается, если спектр стоксовой волны не только инвертирован, но и имеет амплитуды составляющих, комплексно-сопряженные к амплитудам соответствующих спектральных компонент возбуждающего излучения, т.е. $0,7\mu_1(\mu_1) = -0,7\mu_2(\mu_2) = 0,7\mu_3(\mu_3)$. При этом волновой фронт стоксовой волны в любой момент времени обращен по отношению к волновому фронту возбуждающего излучения.

Сформулированные выше правила отбора стоксовых волн с максимальными инкрементами существенно упрощают анализ уравнений для амплитуд взаимодействующих при ВРМБ волн. Однако сами по себе эти правила не дают точных численных значений соответствующих инкрементов и соотношений интенсивностей спектральных компонент в стоксовой волне. Для нахождения количественных характеристик процесса необходимо решить рассмотренные далее уравнения.

Будем искать решение задачи в виде

$$E_s = \sum_{a=1}^4 \sum_{m=1}^N c_m^{(a)}(\vec{r}) \exp \left[i \left(\vec{k}_m^{(a)} \vec{r} - \Omega_n t \right) \right], \quad (2)$$

где E_s - амплитуда электрического поля стоксовой волны; $c_m^{(a)}(\vec{r})$ - комплексная амплитуда m -й угловой компоненты стоксовой волны с частотой Ω_n ; \vec{r} - продольная координата; $\vec{k}_m^{(a)}$ - волновой вектор угловой компоненты стоксовой волны, инвертированный по отношению к вектору \vec{k}_m (разницей волновых векторов, обусловленной различием частот стоксовых волн, пренебрегаем, см. [15]).

Уравнения для амплитуд плоских монохроматических компонент возбуждающего и стоксова излучений получаются с помощью стандартной процедуры подстановки (1) и (2) в уравнение Гельмгольца и раздельного приравнивания нулю коэффициентов при экспонентах с различными показателями. Запишем полученные уравнения для амплитуд компонент стоксовой волны с инвертированным спектром ($\Omega_1 = \Omega + 1,5\Delta$;

$$\Omega_2 = \Omega + 0,5\Delta_2; \Omega_3 = \Omega - 0,5\Delta_3; \Omega_4 = \Omega - 1,5\Delta_4, \Omega = \omega - \Omega_{\text{об}}$$

в приближении заданного поля возбуждающего излучения

$$\frac{d c_m^{(1)}}{d z} = \frac{i\chi}{2} \sum_{n=1}^N \left[(c_m^{(1)} a_n^{(1)*} a_n^{(1)} + (1 - \delta_{mn}) c_n^{(1)} a_m^{(1)*} a_n^{(1)}) S(-3\Delta) + (c_m^{(1)} a_n^{(2)*} a_n^{(2)} + c_n^{(2)} a_m^{(1)*} a_n^{(2)}) S(-2\Delta) + (c_m^{(1)} a_n^{(3)*} a_n^{(3)} + c_n^{(3)} a_m^{(1)*} a_n^{(3)}) S(-\Delta) + (c_m^{(1)} a_n^{(4)*} a_n^{(4)} + c_n^{(4)} a_m^{(1)*} a_n^{(4)}) \right]; \quad (3, a)$$

$$\frac{d c_m^{(2)}}{d z} = \frac{i\chi}{2} \sum_{n=1}^N \left[(c_m^{(2)} a_n^{(1)*} a_n^{(1)} + c_n^{(1)} a_m^{(2)*} a_n^{(1)}) S(-2\Delta) + (c_m^{(2)} a_n^{(2)*} a_n^{(2)} + (1 - \delta_{mn}) c_n^{(2)} c_m^{(2)*} a_n^{(2)}) S(-\Delta) + (c_m^{(2)} a_n^{(3)*} a_n^{(3)} + c_n^{(3)} a_m^{(2)*} a_n^{(3)}) + (c_m^{(2)} a_n^{(4)*} a_n^{(4)} + c_n^{(4)} a_m^{(2)*} a_n^{(4)}) S(\Delta) \right], \quad (3, b)$$

где χ — коэффициент пропорциональности, определяемый свойствами среды; δ_{mn} — символ Кронекера. В силу симметрии задачи относительно замены Δ на $-\Delta$, индекса 1 на 4 и индекса 2 на 3 уравнения для $c_m^{(4,3)}$ получаются из (3, а, б) путем указанных замен.

Будем искать решение системы (3) в виде стоксовой волны, у которой $|c_m^{(4)}| = |c_n^{(4)}| = \mathcal{E} \exp(q_{1,4} z/2)$; $|c_m^{(2,3)}| = \mathcal{E} \exp(q_{2,3} z/2)$; $\arg(c_m^{(1)}) = \psi_m^{(1)} + \alpha$, $\arg(c_m^{(2)}) = \psi_m^{(2)} + \beta$, $\arg(c_m^{(3)}) = \psi_m^{(3)} - \beta$;

$$\arg(c_m^{(4)}) = \psi_m^{(4)} - \alpha, \text{ причем } \psi_m^{(2)} - \psi_m^{(3)} = \psi_m^{(4)} - \psi_m^{(1)}, \psi_m^{(3)} - \psi_m^{(4)} = \psi_m^{(2)} - \psi_m^{(1)}$$

$\psi_m^{(4)} = \arg(a_n^{(4)})$. При $\mathcal{E} = 1$, $\alpha = \beta = 0$ такая волна в любой момент времени имеет волновой фронт, обращенный по отношению к нестационарному волновому фронту возбуждающего излучения. Перейдем от (3, а, б) к уравнениям для интенсивностей плоских монохроматических компонент стоксовой волны $|c_m^{(k)}|^2$ и поделим эти уравнения на $|c_m^{(k)}|^2$. В результате в правых частях получим инкременты q_n интенсивностей $|c_m^{(n)}|^2$

$$q_{1,4} = \chi I \left[2T(3\Delta, 0, 0) + T(2\Delta, 0, 0) + \frac{1}{2} T(2\Delta, \alpha, -\beta) + T(\Delta, 0, 0) + \frac{1}{2} T(\Delta, \alpha, \beta) + 1 + \cos(2\alpha) \right]; \quad (4, a)$$

$$q_{2,3} = \chi I \left[T(2\Delta, 0, 0) + \mathcal{E} T(2\Delta, -\alpha, \beta) + 3T(\Delta, 0, 0) + \mathcal{E} T(\Delta, -\alpha, -\beta) + 1 + \cos(2\beta) \right]; \quad (4, b)$$

где $T(\delta, \alpha, \beta) = \cos [\arctg(2\delta/\Gamma) + \alpha + \beta] / \sqrt{1 + (2\delta/\Gamma)^2}$; $I = Na^2$ -

интенсивность одной спектральной компоненты возбуждающего излучения.

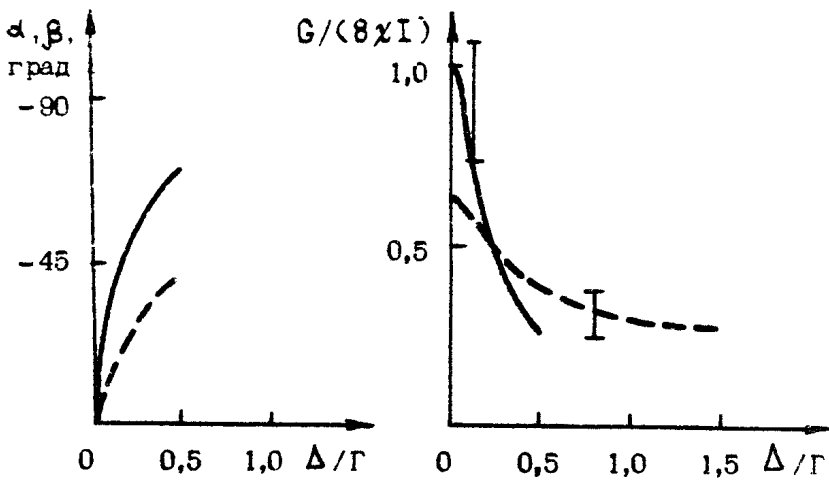
Из (4,а,б) следует, что инкременты q_n максимальны при $\alpha = \beta = 0$ (этот случай подробно рассмотрен в [27]). Указанные максимальные инкременты стоковского излучения достижимы только в пределах тонкого слоя нелинейной среды с незначительным общим усилением. При анализе процессов вынужденного рассеяния, когда усиление стоковского излучения достигает $10^{10} - 10^{12}$, необходимо учитывать, что мнимые составляющие правых частей уравнений (3,а) и (3,б) не равны между собой при $\alpha = \beta = 0$ и $\Delta/\Gamma \neq 0$. Неравенство указанных мнимых составляющих означает, что для $\Delta/\Gamma \neq 0$ фазовые скорости спектральных компонент наиболее быстро нарастающей стоковской волны различны и оптимальные фазовые соотношения между компонентами, отвечающие $\alpha = \beta = 0$, не могут сохраняться на всей трассе их взаимодействия с возбуждающим излучением. Однако фазовые скорости спектральных компонент становятся одинаковыми, когда α и β достигают значений, удовлетворяющих условиям:

$$F_1 = 2R(3\Delta, 0, 0) + R(2\Delta, 0, 0) + \frac{1}{2} R(2\Delta, \alpha, -\beta) + R(\Delta, 0, 0) + \frac{1}{2} R(\Delta, \alpha, \beta) + \sin(2\alpha) = 0; \quad (5)$$

$$F_2 = R(2\Delta, 0, 0) + 2R(2\Delta, \beta, -\alpha) + R(\Delta, 0, 0) - 2R(\Delta, -\alpha, -\beta) + \sin(2\beta) = 0, \quad (6)$$

где $R(\delta, \alpha, \beta) = \sin[\arctg(2\delta/\Gamma) + \alpha + \beta] / \sqrt{1 + (2\delta/\Gamma)^2}$. Отметим, что обнаруженный эффект уравнивания фазовых скоростей спектральных компонент стоковской волны аналогичен эффекту захвата фазы спектральных компонент стоковской волны при вынужденном комбинационном рассеянии пространственно-когерентной немонахроматической возбуждающей волны в среде с дисперсией [23-25].

Система уравнений $F_1 = F_2 = 0$, $q_{1,4} = q_{2,3}$ была решена численно на ЭВМ относительно α , β и ϑ для различных значений параметра Δ/Γ (эта работа выполнена Н.С.Шляпочниковой). На рис.2 представлены зависимости рассчитанных α и β от Δ/Γ . Они характеризуют возрастание фазовых искажений обращенной моды с ростом Δ/Γ . Соответствующая зависимость $q(\Delta/\Gamma)$ показана на рис.3 сплошной линией.



Р и с.2. Зависимости фазовых искажений обращенной стоксовой моды от параметра Δ/Γ в случае, когда спектральные компоненты возбуждающего излучения имеют протяженные угловые спектры: α - сплошная линия, β - пунктир

Р и с.3. Зависимости инкрементов стоксовых мод от параметра Δ/Γ в случае, когда спектральные компоненты возбуждающего излучения имеют протяженные угловые спектры: сплошная линия - обращенная мода; пунктир - наиболее быстро нарастающая необращенная волна. Вертикальные отрезки - экспериментальные данные [26]

Сопоставим инкремент обращенной моды с инкрементом наиболее быстро растущей необращенной стоксовой волны. Для этого необходимо решить уравнения для амплитуд плоских монохроматических компонент стоксовой волны в случае, когда ее спектр повторяет спектр возбуждающего излучения. В результате получим следующие формулы для инкрементов спектральных составляющих необращенной стоксовой волны:

$$G_{1,4} = \chi I [2 + T(\Delta, 0, 0) + T(2\Delta, 0, 0) + T(3\Delta, 0, 0)], \quad (7, a)$$

$$G_{2,3} = \chi I [2 + 2T(\Delta, 0, 0) + T(2\Delta, 0, 0)], \quad (7, б)$$

Эти инкременты не зависят от амплитудно-фазовых соотношений между спектральными компонентами стоксовой волны. Зависимость большего из них, $G_{2,3}$, от Δ/Γ представлена на рис.3 пунктирной линией.

Рис.3 показывает, что при $\Delta/\Gamma < 0,2$ инкремент обращенной моды является наибольшим, и поэтому наблюдается обращение нестационарного волнового фронта. Если $\Delta/\Gamma > 0,2$, но $\Delta/\Gamma < 1,5$, то в стоксовой волне доминируют спектральные компоненты с частотами $\Omega_{2,3}$. Из (7) следует, что при $\Delta/\Gamma > 1,5$ все четыре независимые по фазе спектральные компоненты стоксовой волны имеют близкие по величине интенсивности и порог возбуждения ВРМБ примерно в четыре раза больше, чем при $\Delta/\Gamma = 0$. Таким образом, при $\Delta/\Gamma > 1,5$ становятся применимыми результаты [10,11].

Система уравнений (3) дает полное описание усиления стоксовой волны с инвертированным спектром, если поле возбуждающего излучения является заданным. При наличии насыщения вынужденного рассеяния необходимо дополнить систему (3) уравнениями для амплитуд $a_m^{(n)*}$. Они получаются из (3,а,б) заменой $c_m^{(n)}$ на $a_m^{(n)*}$ и знаков перед правыми частями уравнений на противоположные. Из полученных уравнений следует, что при \mathcal{P} , обеспечивающих равенство $g_{1,4} = g_{2,3}$, и α , β , удовлетворяющих условиям $F_1 = F_2 = 0$, спектральные компоненты возбуждающего излучения имеют разные фазовые скорости и разные декременты. При $\Delta/\Gamma < 0,2$ различием фазовых скоростей можно пренебрегать, однако относительная разность декрементов $(d_{1,4} - d_{2,3}) / d_{1,4}$ достигает примерно 0,3 при $\Delta/\Gamma \approx 0,2$. Следовательно, только при небольших (в 3-5 раз) превышениях пороговой мощности насыщения ВРМБ можно пренебрегать трансформацией возбуждающей волны в поле обращенной стоксовой моды. При этом взаимодействие возбуждающего и стоксова излучений формально эквивалентно взаимодействию двух плоских волн и для суммарных интенсивностей волн справедливы соотношения работы [3]. Поэтому, в соответствии с результатами [3], можно характеризовать порог насыщения ВРМБ мощностью проходящего через рассеивающую среду возбуждающего излучения.

2. Рассмотрим теперь случай, когда спектральные компоненты возбуждающего излучения представляют собой плоские волны с амплитудами a_1, a_2, a_3, a_4 и волновыми векторами $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4$. Концы этих векторов предполагаются лежащими на окружности с радиусом, малым по сравнению с волновым числом. Данный случай интересен тем, что при $1/t_H \ll \Delta \ll \Gamma$ одинаковыми инкрементами обладают две конфигурации стоковского излучения: "обращенная" и "зеркальная". У обращенной стоковской моды волновые векторы компонент $\vec{k}_n^{(s)}$ инвертированы по отношению к \vec{k}_n . Взаимное расположение частот этих компонент также инвертировано. У волновых векторов зеркальной моды инвертирована только составляющая, ортогональная к плоскости, в которой лежат концы векторов возбуждающего излучения. Взаимное расположение спектральных компонент такой моды повторяет расположение частот компонент возбуждающего излучения.

Уравнения для амплитуд плоских компонент обращенной стоковской волны имеют вид

$$\frac{dc_1}{dz} = \frac{i\chi}{2} \left[c_1 a_1^* a_1 S(-3\Delta) + (c_1 a_2^* a_2 + c_2 a_1^* a_2) S(-2\Delta) + (c_1 a_3^* a_3 + c_3 a_1^* a_3) S(-\Delta) + (c_1 a_4^* a_4 + c_4 a_1^* a_4) \right]; \quad (8, a)$$

$$\frac{dc_2}{dz} = \frac{i\chi}{2} \left[(c_2 a_1^* a_1 + c_1 a_2^* a_1) S(-2\Delta) + c_2 a_2^* a_2 S(-\Delta) + (c_2 a_3^* a_3 + c_3 a_2^* a_3) + (c_2 a_4^* a_4 + c_4 a_2^* a_4) S(\Delta) \right], \quad (8, б)$$

где c_n — комплексная амплитуда компоненты с вектором $\vec{k}_n^{(s)}$ и частотой Ω_n . Эти уравнения получены в предположении, что $\Delta, |\Delta_m - \Delta_n| \gg 1/t_H$. Уравнения для c_4, c_3 получаются из (8, а), (8, б) заменой индексов 1 и 2 соответственно на 4 и 3 и параметра Δ на $-\Delta$.

Будем искать решение системы (8) в виде волны, у которой $|c_{1,4}| = \alpha \exp(q_{1,4} z/2)$; $|c_{2,3}| = \beta \exp(q_{2,3} z/2)$; $\arg(c_1) =$

$$= \psi_1 + \alpha, \quad \arg(c_2) = \psi_2 + \beta, \quad \arg(c_3) = \psi_3 - \beta, \quad \arg(c_4) = \psi_4 - \alpha,$$

причем $\psi_m - \psi_n = \arg(a_n) - \arg(a_m)$. При $\alpha = 1, \alpha = \beta = 0$ волновой фронт такой волны в любой момент времени обращен по отношению к нестационарному волновому фронту возбуждающего излучения.

Из системы (8) следуют условия равенства фазовых скоростей всех составляющих искомой стоковской волны:

$$P_1 = R(3\Delta, 0, 0) + R(2\Delta, 0, 0) + \frac{1}{2} R(2\Delta, \alpha, -\beta) + R(\Delta, 0, 0) + \frac{1}{2} R(2\Delta, \alpha, \beta) + \sin(2\alpha) = 0; \quad (9, a)$$

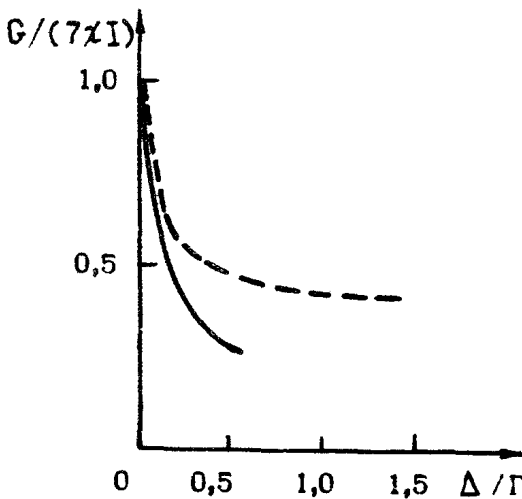
$$P_2 = R(2\Delta, 0, 0) + \alpha R(2\Delta, -\alpha, \beta) - \alpha R(2\Delta, -\alpha, -\beta) + \sin(2\beta) = 0 \quad (9,6)$$

При выполнении (9) инкременты составляющих не зависят от λ :

$$Q_{1,4} = \chi I \left[T(3\Delta, 0, 0) + T(2\Delta, 0, 0) + \frac{1}{\alpha} T(2\Delta, \alpha, \beta) + T(\Delta, 0, 0) + \frac{1}{\alpha} T(\Delta, \alpha, \beta) + 1 + \cos(2\alpha) \right], \quad (10,а)$$

$$Q_{2,3} = \chi I \left[T(2\Delta, 0, 0) + \alpha T(2\Delta, -\alpha, \beta) + 2T(\Delta, 0, 0) + \alpha T(\Delta, -\alpha, \beta) + 1 + \cos(2\beta) \right] = 0 \quad (10,б)$$

Численное решение уравнений $P_1 = P_2 = 0$, $Q_{1,4} = Q_{2,3}$ позволяет найти α , β и α , при которых обращенная волна становится модой. Соответствующая зависимость инкремента обращенной моды представлена на рис.4 сплошной линией.



Р и с.4. Зависимости инкрементов стоксовых волн от параметра Δ/Γ в случае, когда спектральные компоненты возбуждающего излучения являются плоскими волнами: сплошная линия – обращенная мода; пунктирная – зеркальная мода

Для компонент зеркальной стоксовой волны справедливы уравнения

$$\frac{dc_1}{dz} = \frac{ix}{2} \left[(c_1 a_1^* a_1 + c_2 a_2^* a_1 + c_3 a_3^* a_1 + c_4 a_4^* a_1) + c_1 a_2^* a_2 S(\Delta) + c_1 a_3^* a_3 S(2\Delta) + c_1 a_4^* a_4 S(3\Delta) \right], \quad (11, a)$$

$$\frac{dc_2}{dz} = \frac{ix}{2} \left[(c_1 a_1^* a_2 + c_2 a_2^* a_2 + c_3 a_3^* a_2 + c_4 a_4^* a_2) + c_2 a_1^* a_1 S(-\Delta) + c_2 a_3^* a_3 S(\Delta) + c_2 a_4^* a_4 S(2\Delta) \right], \quad (11, b)$$

где круглые скобки объединяют члены, отвечающие рассеянию на плоской гиперзвуковой волне, коллективно генерируемой всеми компонентами возбуждающего излучения.

Решение (11) будем искать в виде, аналогичном решению (10). Однако здесь фазы компонент наиболее быстро нарастающей волны связаны соотношениями $\psi_m - \psi_n = \alpha \eta (\alpha_m) - \alpha \eta (\alpha_n)$. Поэтому при $\alpha = 1$, $\alpha = \beta = 0$ процесс вынужденного рассеяния сводится к зеркальному отражению возбуждающего излучения от плоской гиперзвуковой волны. Вектор этой гиперзвуковой волны ортогонален к плоскости, в которой расположены концы волновых векторов компонент возбуждающего излучения.

Условия равенства фазовых скоростей составляющих зеркальной стоксовой волны имеют вид

$$V_1 = R(3\Delta, 0, 0) + R(2\Delta, 0, 0) + R(\Delta, 0, 0) + \sin(\beta - \alpha) - \frac{1}{\alpha} \times \times \sin(\alpha + \beta) - \sin(2\alpha) = 0; \quad (12, a)$$

$$V_2 = R(2\Delta, 0, 0) + \alpha \sin(\alpha - \beta) - \alpha \sin(\alpha + \beta) - \sin(2\beta) = 0 \quad (12, b)$$

Инкременты этих составляющих определяются формулами:

$$Q_{1,4} = \alpha I \left\{ T(3\Delta, 0, 0) + T(2\Delta, 0, 0) + T(\Delta, 0, 0) + 1 + \cos(2\alpha) + \frac{1}{\alpha} \times \times [\cos(\alpha + \beta) + \cos(\beta - \alpha)] \right\}, \quad (13, a)$$

$$Q_{2,3} = \alpha I \left\{ T(2\Delta, 0, 0) + 2T(\Delta, 0, 0) + 1 + \cos(2\beta) + \alpha [\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)] \right\}. \quad (13, b)$$

Уравнения (12) и условие $Q_{1,4} = Q_{2,3}$ позволяют найти α , β и α . Соответствующая зависимость инкремента зеркальной стоксовой моды от Δ/Γ представлена на рис. 4 пунктиром; видно, что $Q > \alpha$ при любых рассмотренных Δ . В частности, уже при $\Delta/\Gamma = 0,05$ зеркальная мода примерно в два раза интенсивнее на выходе из ВРМБ-зеркала, чем обращенная мода. Следовательно, в рассмотренном случае быстрое действие ВРМБ-зеркала существенно хуже, чем при спекл-неоднородных спектральных

компонентах возбуждающего излучения. Зависимость быстродействия ВРМБ-зеркала от структуры возбуждающего излучения необходимо учитывать при его использовании в адаптивных оптических системах.

Л и т е р а т у р а

1. Tang C.L. - J.ApplPhys., 1966, v.37, p.2945-2955.
2. Дьяков Ю.Е. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, с.362-365.
3. Maier M. - Phys.Rev., 1968, v.166, p.113-119.
4. Сидорович В.Г. - ЖТФ, 1976, т.46, с.2168-2173.
5. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М., Мандросов В.И. - Квант.электроника, 1976, т.3, с.2467-2469.
6. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. - Квант.электроника, 1978, т.5, с.36-43.
7. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, с.160-164.
8. Носач О.Ю., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, с.617-621.
9. Долгополов Ю.В., Комаревский В.А., Кормер С.Б. и др. - ЖЭТФ, 1979, т.77, с.1772-1779.
10. Беспалов В.И., Манишин В.Г., Пасманик Г.А. - ЖЭТФ, 1979, т.77, с.1772-1779.
11. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. - Квант.электроника, 1979, т.6, с.587-593.
12. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. - ЖЭТФ, 1980, т.79, с.1678-1686.
13. Бетин А.А., Манишин В.Г., Пасманик Г.А. - Изв. АН СССР. Сер.физич., 1981, т.45, с.945-957.
14. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. - Изв. АН СССР. Сер.физ., 1981, т.45, с.963-968.
15. Васильев М.В., Сидорович В.Г. - ЖТФ, 1982, т.52, с.504-510.
16. Пасманик Г.А., Сидорович В.Г. - Изв.вузов. Радиофизика, 1980, т.23, с.1217-1224.
17. ~~Solov'yev V.A., Goldblatt N.R., Mentrose C.J. - J.Acoust.Soc.Amer., 1968, v.43, p.1170-1179.~~

18. Сидорович В.Г. – ЖТФ, 1976, т.46, с.1306–1312.
19. Сидорович В.Г. – Оптика и спектроскопия, 1977, т.42, с.693–699.
20. Лешев А.А., Сидорович В.Г. – Оптика и спектроскопия, 1978, т.44, с.302–308.
21. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. – Квант.электроника, 1979, т.6, с.1533–1536.
22. Джотян Г.П., Дьяков Ю.Е., Зубарев И.Г. и др. – ЖЭТФ, 1977, т.73, с.822–829.
23. Венкин Г.В., Крочик Г.М., Кулюк Л.Л. и др. – ЖЭТФ, 1976, т.70, с.1674–1686.
24. Зубарев И.Г., Михайлов С.И. – Квант.электроника, 1978, т.5, с.2383–2395.
25. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. – Квант.электроника, 1979, т.6, с.1926–1931.
26. Большов Л.А., Дыхне А.М., Рысев Б.П. – Тезисы докл. 9-й Всесоюз.конф. по когерентной и нелинейной оптике Ч.1. Л., 1978, с.256
27. Сидорович В.Г. – Письма в ЖТФ, 1982, т.8, с.608.

О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ СПЕКТРОВ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА ПРИ ОБРАЩЕНИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

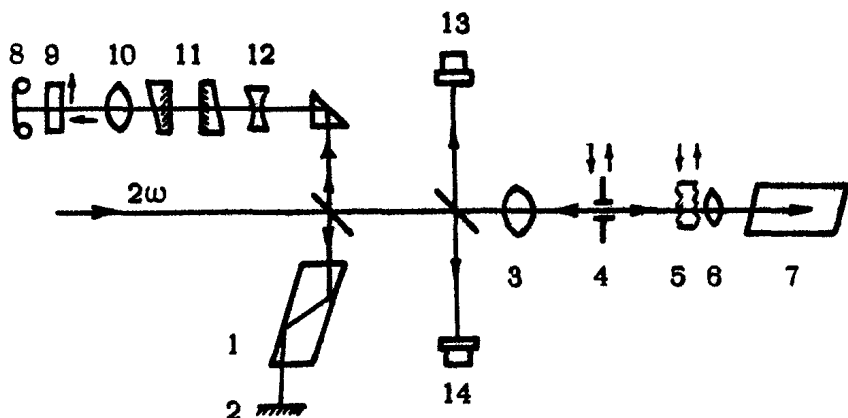
В.Н.Белоусов, Л.А.Большов, Н.Г.Ковальский,
Ю.К.Низиенко

Вопрос о предельных возможностях преобразования излучения в обращенную компоненту при ВРМБ приобретает все большую актуальность в связи с расширением области приложений явления ОВФ. С практической точки зрения предпочтительнее использование ОВФ-зеркал, обращающих сфокусированные пучки с высоким коэффициентом отражения. Вместе с тем детальные количественные исследования степени воспроизведения сфокусированных пучков в насыщенном режиме до сих пор немногочисленны [1-3]. Спектральный состав обращенной и необращенной компонент ранее в литературе не изучался.

Для ряда приложений (оптическая связь, формирование стабильных импульсов излучения и т.д.) существенны временной ход стоковой волны и ширина ее частотного спектра. Уширение частотного спектра при ВР может сказаться на больших длинах и на воспроизведении волнового фронта, если сдвиг частоты при рассеянии не одинаков для разных угловых компонент накачки. Таким образом, исследование спектральных особенностей излучения, рассеянного в обращенную и необращенную компоненты, при различной угловой структуре и спектре накачки при одновременном контроле за степенью воспроизведения представляет большой интерес. С одной стороны, так можно уточнить предельные возможности ВРМБ-зеркал для ОВФ, с другой - выяснить основные механизмы трансформации спектра излучения со сложной пространственной структурой при ВРМБ.

Ширина спектра стоксовой волны $\Delta\nu$ согласно известным теоретическим представлениям [4,5] уже ширины линии спонтанного рассеяния $\Delta\nu_s$ в \sqrt{G} раз, где G — полный инкремент ВР-усиления. Экспериментальные результаты [6,7] согласуются с указанной оценкой ширины стоксовой линии при ВКР. Влияние угловой структуры накачки на спектры ВКР специально не изучалось. До самого последнего времени измерения ширины ВРМБ-линии не проводились. Недавно три группы исследователей [8-10] зарегистрировали временные осцилляции при интерференции стоксовых пучков, рассеянных в независимых кюветах. Период осцилляций по порядку величины составлял $(2\pi\Delta\nu)^{-1}$. В работе [10] из измерений периодов осцилляций извлекалась ширина линии ВРМБ. Для большей уверенности в количественных результатах, получаемых таким гетеродинным методом, желательно сопоставить их с непосредственным измерением ширины ВРМБ-линии с помощью интерферометрии высокого разрешения. Дело в том, что при наличии определенной угловой структуры у пучков накачки и (или) стоксовых пучков неточность сопряжения волновых фронтов может привести к биениям между различными угловыми компонентами, а случайный характер осцилляций (особенно при соизмеримых ширинах накачки и стоксовой волны) — затруднить извлечение количественной информации о ширине спектра ВРМБ.

В настоящей работе изложены результаты интерферометрических исследований спектральных характеристик обращенной и необращенной компонент. Спектральные исследования сопровождались измерениями коэффициента отражения и степени воспроизведения ВРМБ-зеркал. Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Накачкой служило линейно-поляризованное излучение второй гармоники неодимового лазера, имеющее следующие параметры: длина волны $0,527 \text{ мкм}$, длительность по полувысоте 22 нс , расходимость $1,5 \cdot 10^{-4}$ рад, диаметр пучка 8 мм , энергия 1 Дж . Возбуждающее излучение, прошедшее через пространственный фильтр, фокусировалось в кювету с исследуемой жидкостью. Часть возбуждающего излучения отводилась делительной пластиной и, пройдя через ромб Френеля, отражалась от плоского зеркала. Зеркало ориентировалось таким образом, чтобы направление ответвленного излучения совпадало с направлением отраженного от той же делительной пластины излучения ВРМБ. При этом плоскость поляризации в ответвленной части возбуждающего излучения была ортогональна по отноше-



Р и с.1. Схема экспериментальной установки:
 1 - ромб Френеля; 2 - 100%-ное зеркало; 3 - линза с $f = 200$ см; 4 - диафрагма 0,8 мм; 5 - фазовая пластинка; 6 - линза с $f = 4$ см; 7 - кювета с активной ВРМБ-жидкостью; 8 - фотоаппарат; 9 - поляризационный анализатор; 10 - объектив с $f = 200$ см; 11 - эталон Фабри-Перо; 12 - линза; 13, 14 - коаксиальные фотоэлементы

нию к плоскости поляризации излучения ВРМБ. После рассеивающей линзы излучение попадало на интерферометр Фабри-Перо, который имел разрешение не хуже $0,001 \text{ см}^{-1}$. Перед фотопленкой помещались два поляроида со взаимно ортогональными плоскостями поляризации. Таким образом, в каждом эксперименте фотографировался спектр возбуждающего и ВРМБ излучения. Типичные спектрограммы приведены на рис. 2 и 3 (см. вклейки на с. 187). Количественные измерения коэффициента отражения и степени воспроизведения проводились с помощью коаксиальных фотоэлементов ФЭК-09, осциллографа БЛОР с временным разрешением порядка 1 нс и калориметров ИМО-2Н (на схеме не указаны). Степень воспроизведения определялась как ~~отношение мощности излучения, рассеянного в угол, равный расходимости накачки, к полной мощности рассеянного излучения.~~ В качестве ВРМБ-сред использовались следующие

шие жидкости: ацетон, четыреххлористый углерод, бензол, толуол, дистиллированная вода. На рис.2-4 (см. вклейки на с. 188) приведены спектрограммы излучения накачки (сверху) и рассеянного в бензоле излучения (снизу). Ширина спектра накачки на рис.2 соответствовала предельной ширине спектра импульса с длительностью 22 нс, а ширина спектра накачки на рис.3 в 2,5 раза больше, что связано с дрейфом частоты во время генерации лазерного импульса. В обоих случаях ширина спектра рассеянного излучения $\Delta\nu = 0,0015 \text{ см}^{-1}$, т.е. даже меньше ширины линии накачки во втором случае. Наиболее существенно для дальнейшего изложения то, что стоковые спектры на рис.2 и 3 получены для компоненты, рассеянной в угол расходимости накачки. Данная компонента соответствует обращенной части излучения ВРМБ. На рис.4 приведена спектрограмма рассеянного в полный угол излучения. Хорошо видно, что ширина спектра излучения, рассеянного в апертуру линзы, существенно больше ширины спектра воспроизводящей компоненты. Тонкая структура представляет собою набор узких компонент, заполняющих область частот порядка спонтанной ширины данной жидкости $\Delta\nu_s$. Длительность импульса стокового излучения почти совпадала с длительностью импульса накачки. Если спектр накачки содержал две соседние аксиальные моды, отличающиеся на $0,004 \text{ см}^{-1}$, спектр излучения, рассеянного в дифракционный угол, также состоял из двух компонент. Ширина спектра обращенной компоненты практически не зависела от интенсивности накачки, угла схождения лучей в рассеивающей жидкости, а также и от самой жидкости. Это свойство ВРМБ-зеркала не зависело от того, помещалась ли перед фокусирующей линзой фазовая пластинка с расходимостью ~ 10 мрад.

Ширина спектра всего стокового пучка, напротив, зависела от ряда обстоятельств. Спектр на рис.4 состоит из отдельных линий. Вокруг наиболее сильной (обращенной) компоненты, положение которой соответствует ВРМБ, располагаются дополнительные. Ширина отдельной компоненты сравнима с шириной накачки. Число компонент, их расположение и относительная величина изменяются по поперечному сечению пучка и не воспроизводятся в последовательных "вспышках". Зависимость конкретной структуры спектра от одной из поперечных координат пучка хорошо заметна на рис.4. При использовании в качестве рассеивателя перед интерферометром матовой или травленной пластинки тонкая структура

спектра замывается из-за переналожения спектров, соответствующих различным поперечным координатам пучка (рис. 5 на вклейке, с. 188). При этом на спектры накачки и ВРМБ накладывается дополнительная спекл-структура. Тонкая структура спектра подобной же формы наблюдалась ранее в сверхизлучении импульсных лазеров [11, 12] и ВКР [7]. Число отдельных компонент в необращенной компоненте зависит от интенсивности накачки, угла схождения пучка в рассеивающей среде и спонтанной ширины линии ВРМБ. Так, при фиксированном угле схождения пучка число отдельных компонент спектра возрастало с увеличением интенсивности накачки. При фиксированных мощности пучка накачки и фокусном расстоянии линзы число компонент увеличивалось с ростом апертуры пучка накачки (угла схождения) на линзе. При превышении порога ВРМБ в 10–20 раз уширение спектра не наблюдалось вплоть до углов $\sim 0,3$ рад. При стократном и более превышении над порогом для заполнения всего контура теплового рассеяния требовались углы схождения $\sim 0,1$ рад. При внесении фазовой пластинки с расходимостью ~ 10 мрад необходимо увеличить интенсивность накачки примерно на порядок для достижения той же ширины спектра.

Проведенная серия экспериментов показала, что уширение спектра существенно зависит от угловой структуры накачки и явно связано с деформацией угловой структуры при рассеянии. Природа уширения углового спектра нуждалась в специальном исследовании.

Для облегчения интерпретации результатов эта серия экспериментов была проведена с пучками накачки, обладающими регулярной структурой [3, 13]. Регулярная структура вносилась в пучок накачки при прохождении через металлический транспарант с квадратной ячейкой с периодом 250 мкм и стороной квадрата 220 мкм, изготовленный методом фототравления. После транспаранта пространственным фильтром отсекались все порядки дифракции, кроме нулевого и четырех первых (рис. 6, а, см. вклейку на с. 189). На рис. 6, б, в, приведены распределения интенсивности в дальней зоне пучков, рассеянных в ВРМБ-жидкости (ацетон) и жидкости, активной к ВТР (нитробензол). Рождение новых угловых компонент, отмечавшееся ранее в работах [13, 14] в процессе ВТР, хорошо заметно на рис. 6, б, т.е. при рассеянии в ВРМБ-жидкости. Аналогичная деформация углового спектра наблюдалась и в пучке накачки, прошедшем через кювету с ацетоном. Внесение фазовой пластинки в пучок ухуд-

шало эффективность рождения новых угловых мод.

Рождение новых угловых мод приводит к увеличению доли необращенной компоненты в стоксовом пучке. С ростом интенсивности степень воспроизведения начинает убывать. В разных жидкостях убывание степени воспроизведения начинается при различных уровнях накачки. Коэффициенты усиления ВРМБ и ВТР получены экспериментально по методике, описанной в работе [15]. Для получения коэффициентов усиления ВТР в ВРМБ-жидкостях в качестве затравки использовалось излучение из ВТР-жидкости. Чем больше отношение коэффициентов усиления ВТР к ВРМБ в данной жидкости, тем раньше начинает падать степень воспроизведения с ростом интенсивности накачки. Так, например, в толуоле $\frac{g_{\text{ВРМБ}}}{g_{\text{ВТР}}} \approx 20$, а в ацетоне $\frac{g_{\text{ВРМБ}}}{g_{\text{ВТР}}} > 50$.

Таким образом, совокупность экспериментальных данных говорит о том, что с ростом интенсивности сфокусированных пучков накачки происходит уширение спектра стоксовой волны, рост относительной доли необращенной компоненты, который сопровождается рождением новых угловых мод.

При интерпретации эксперимента естественно связать нарушение ОВФ и уширение спектра с особенностями ВРМБ в поле широкоугольной накачки [16]. Если в области взаимодействия отдельные угловые компоненты накачки пересекаются под углом $\theta \sim \sqrt{\alpha/k}$ (α - коэффициент затухания гиперзвука, k - волновой вектор накачки), возможна конкуренция различных каналов рассеяния. Существенно, что наряду со сдвигом частоты на максимальную величину $\delta\nu$, соответствующую ВРМБ на 180° , происходит коллективное рассеяние на меньшие углы. Это приводит к уширению спектра в синюю сторону на величину порядка $\delta\nu\theta^2$. Указанное уширение в 3-4 раза меньше, чем наблюдаемое в эксперименте. Кроме того, анализ спектрограмм не обнаруживает асимметрии уширения спектров. Сдвиг частоты в красную сторону не может быть объяснен с помощью ВРМБ на углы меньше 180° . Генерационная неустойчивость в поле встречных волн накачки [17] приводила бы наряду с уширением к появлению заметных антистоксовых компонент. Возможным механизмом, объясняющим совокупность экспериментальных данных, является резонансное четырехфотонное взаимодействие попутных волн [13], приводящее к генерации новых угловых мод в ВТР-средах. Действительно, при наличии в спектре ВРМБ смещенных по частоте и углу компонент взаимодействие этих компонент на тепловом механизме

нелинейности должно приводить к деформации углового распределения и симметричному уширению спектра стоксовой волны. Теория этого процесса приведена в работе [13].

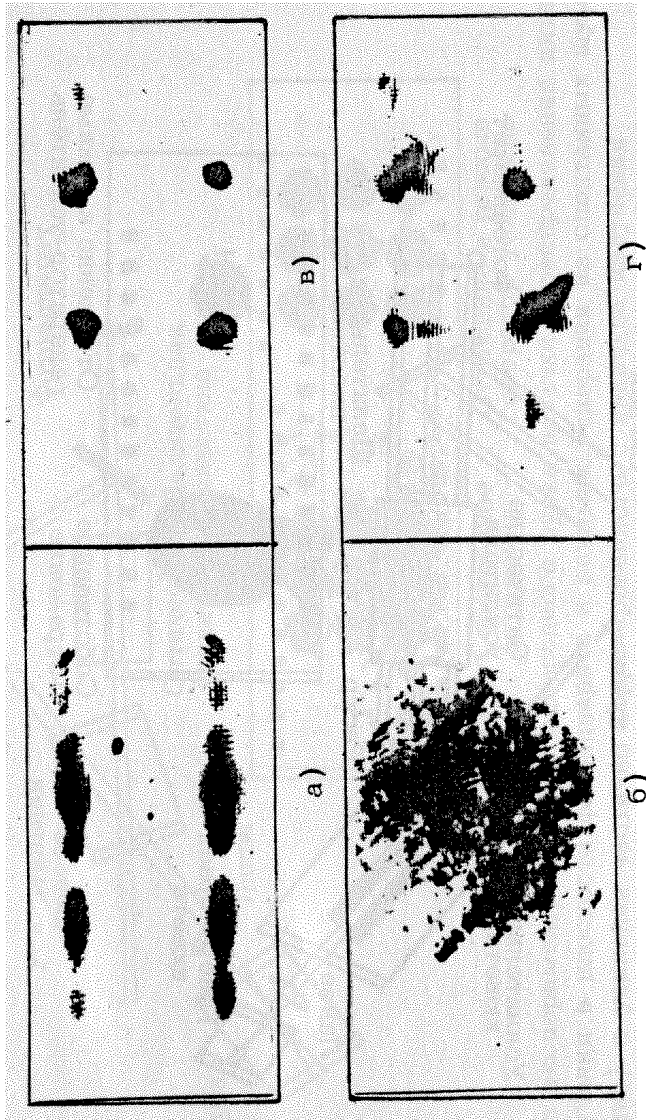
Л и т е р а т у р а

1. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, т.20, с.791.
2. Долгополов Ю.В., Комаровский В.А., Кормер С.Б. и др. - ЖЭТФ, 1979, т.76, с.908.
3. Белоусов В.Н., Большов Л.А., Ковальский Н.Г., Низиенко Ю.К. - ЖЭТФ, 1980, т.79, с.2119.
4. Tang C.L. - Appl.Phys., 1965, v.37, p.2945.
5. Дьяков Ю.Е. - Письма в ЖЭТФ, 1969, т.10, с.545.
6. Масалов А.В., Чирков В.А. - Краткие сообщения по физике, 1977, №1, с.3.
7. Морозова Е.А., Соколовская А.И., Сущинский М.М. - ЖЭТФ, 1973, т.65, с.2161.
8. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А., Шилов А.А. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №11, с.668.
9. Васильев М.В., Гуламирян А.Л., Мамаев А.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, с.673.
10. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, с.685.
11. Королев Ф.А., Абросимов Г.В. и др. - Оптика и спектроскопия, 1970, т.28, с.540.
12. Ищенко В.И., Лисицын В.И., Ражев А.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1974, т.19, с.669.
13. Большов Л.А., Власов Д.В., Гараев Р.А. - Квант.электроника, 1982, т.9, №1, с.83.
14. Belousov V.N., Bol'shov L.A., Kovalsky N.G., Nizienko Yu.K. - Int.Conf. on Quant.Elec. (Laser'81) New Orleans, 1981, Dig.Techn.Jap., p.72.
15. Pohl D., Kaiser W. - Phys.Rev.B, 1970, v.1, N1, p31.
16. Большов Л.А., Дыхне А.М., Рысев Б.П. - Тез. докл. 10-й Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике (Киев, 14-17 октября 1980г.). Ч.1. М., 1980, с.145.
17. Беспалов В.И., Бетин А.А., Дятлов А.И. и др. - ЖЭТФ, 1980, т.79, №2, с.378.

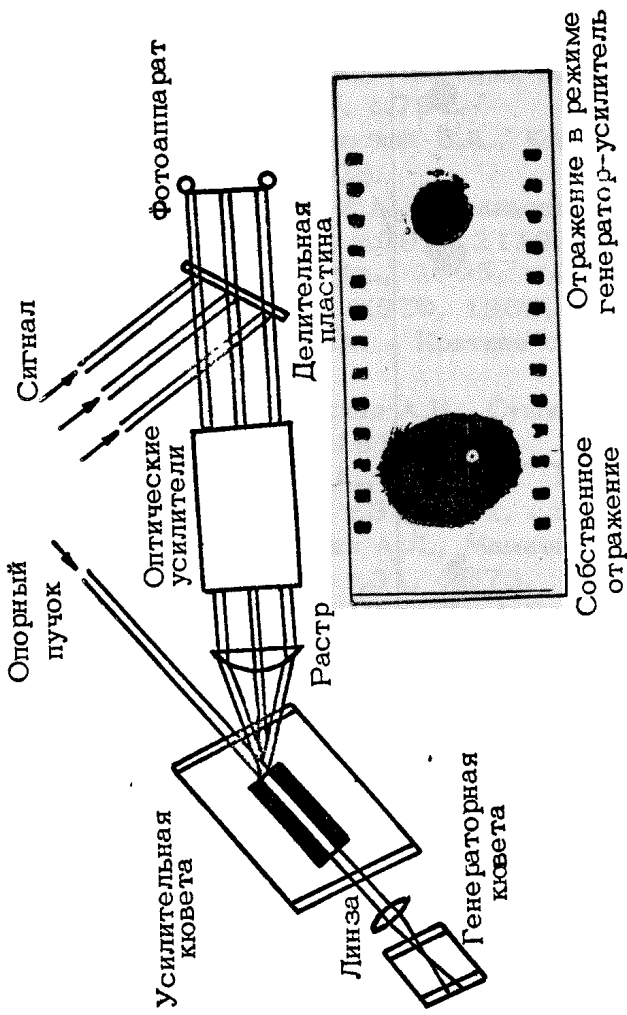
Р и с у н к и

к статье Н.Г.Басова, И.Г.Зубарева

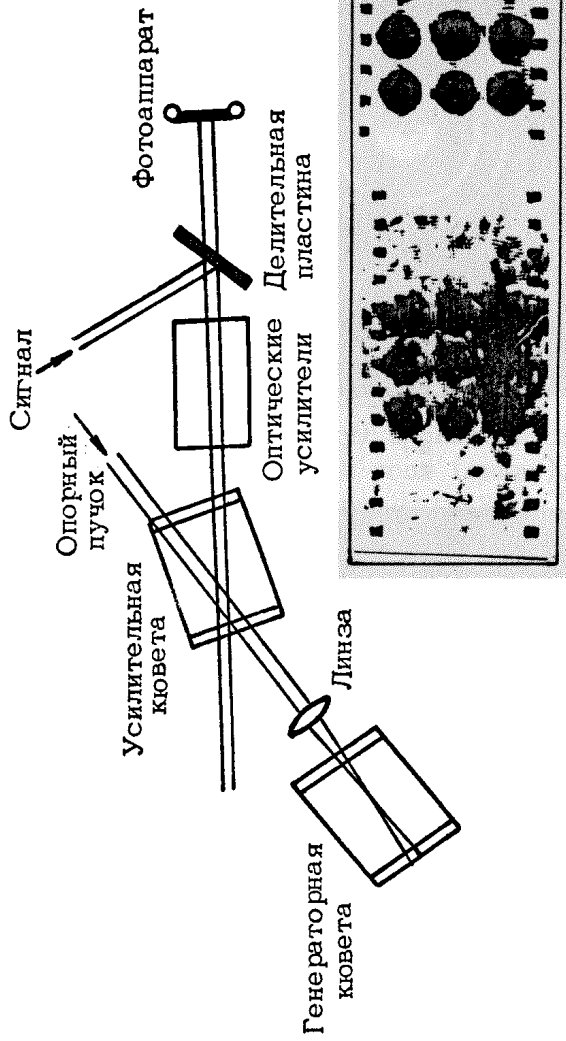
“ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ И ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
СОСТАВНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ”



Р и с.2. Экспериментальное распределение интенсивности рассеянного
стоксова излучения при двухмодовой (а,б) и четырехмодовой (в,г)
накачке



Р и с.5. Схема экспериментальной установки и распределение интенсивности выходного излучения в плоскости фотоаппарата в режимах генерации из спонтанных шумов (собственное отражение) и усиления частично коррелированного с накачкой сигнала



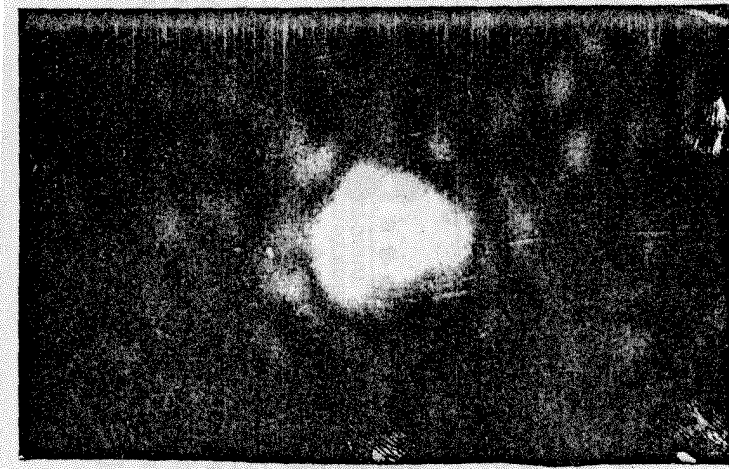
Собственное отражение генератор-усилитель

Р и с.6. Схема эксперимента по ОВФ однородного пучка накачки и распределение интенсивности выходного излучения в плоскости фотоаппарата в режимах генерации из спонтанных шумов (собственное отражение) и усиления частично коррелированного с накачкой излучения

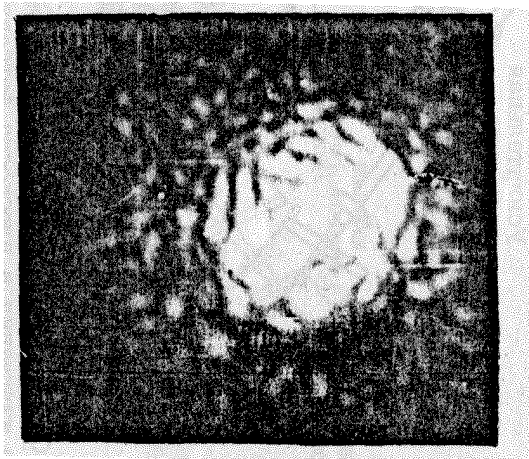
Р и с у н о к

к статье К.В.Грацианова, В.И.Крыжановского,
В.В.Любимова, А.А.Мака, В.Г.Панкова, В.А.Серебрякова,
А.И.Степанова, В.Е.Яшина

"ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ ВРМБ"



а)



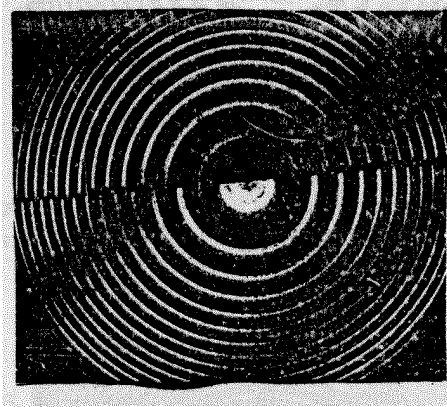
б)

Р и с.3. Структура отраженного от ВРМБ-зеркала
(CaF_2) пучка при превышении порога примерно в
3 (а) и 100 (б) раз

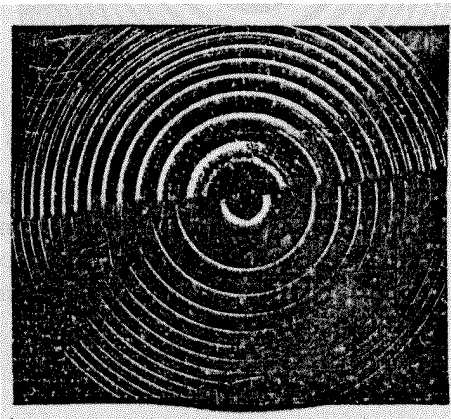
Р и с у н к и

к статье В.Н.Белоусова, Л.А. Большова,
Н.Г.Ковальского, Ю.К.Низинко

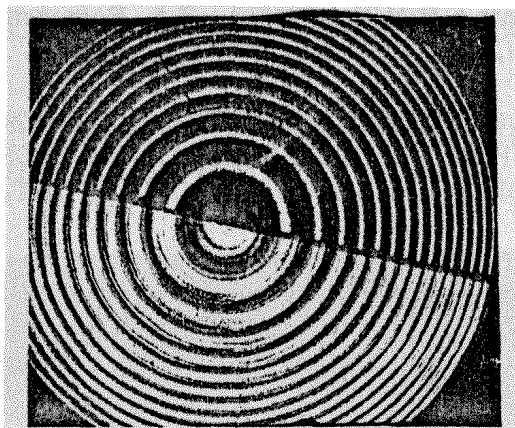
"О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ СПЕКТРОВ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА ПРИ ОБРАЩЕНИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА"



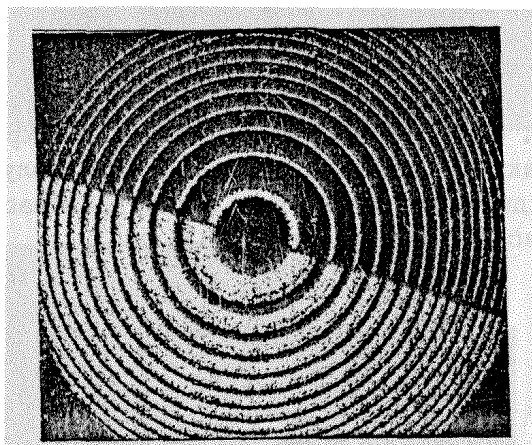
Р и с. 2. Спектрограммы излучения монохроматической накачки (сверху) и рассеянного излучения ВРМБ в дифракционный угол (снизу). Область свободной дисперсии эталона $0,033 \text{ см}^{-1}$



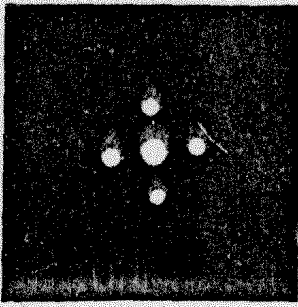
Р и с.3. Спектрограммы излучения квазимонохроматической накачки (сверху) и рассеянного излучения ВРМБ в дифракционный угол (снизу)



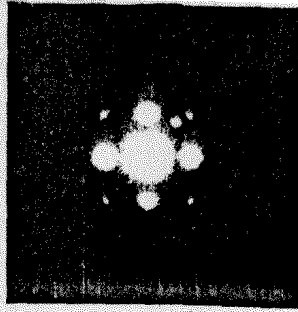
Р и с.4. Спектрограммы излучения накачки (сверху) и рассеянного излучения ВРМБ в полный угол (снизу)



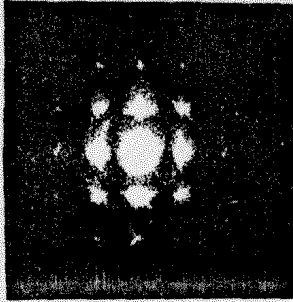
Р и с.5. Спектрограммы излучения накачки (сверху) и рассеянного излучения ВРМБ в полный угол (снизу) при использовании в качестве рассеивателя перед интерферометром травленной пластинки



а)



б)



в)

Р и с.6. Распределение интенсивности в дальней зоне пучков накачки (а); пучков, рассеянных в ВРМБ-жидкости (б); пучков, рассеянных в ВТР-жидкости (в)

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ПЕРЕЧЕНЬ

1968-1976

1. Беспалов В.И., Кубарев А.М. Некоторые результаты наблюдения распространения и вынужденного рассеяния интенсивного света в хинолине: Докл. на 2-м Всесоюз. симпоз. по нелинейной оптике (Новосибирск, 1966). - В кн.: Нелинейная оптика. Новосибирск: Наука, 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, т.59, №5, с.1556.

4. Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И., Сушинский М.М. Временное и пространственное сужение импульсов ВКР в жидком азоте. - Краткие сообщ. по физ., 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, т.196, №3, с.567.

6. Арбатская А.И., Прохоров К.А., Сушинский М.М. Исследования углового распределения первой стоксовой компоненты ВКР. - ЖЭТФ, 1972, т.62, №3, с.872.

7. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллов Ф.С. О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. - Письма в ЖЭТФ, 1972, №3, т.15, с.160.

8. Зуев В.С., Кузнецова Т.И. О применении нестационарной голографии для улучшения направленности излучения лазера. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.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, т.16, №11, с.617.

10. Бетин А.А., Пасманик Г.А. О вынужденном рассеянии сфокусированных пучков света. - В кн.: Квантовая электроника/ Под ред. Н.Г.Басова, 1973, №4, с.60.

11. Ананьев Ю.А. О возможности динамической коррекции волновых фронтов. - Квант. электроника, 1974, т.1, №7, с.1669.

12. Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. ВРМБ при широком спектре возбуждающего излучения. - Письма в ЖЭТФ, 1974, т.19, №6, с.350.

13. Королев Ф.А., Одинцов В.И. Вынужденное рассеяние при возбуждении излучением с широким угловым спектром. - Письма в ЖЭТФ, 1975, т.22, №2, с.68.

14. Штырков Е.М., Самарцев В.В. Резонансная динамическая голография и оптическое сверхизлучение. - В кн.: Электромагнитное сверхизлучение. Казань, 1975, с.399.

15. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М., Мандросов В.И. О комплексном сопряжении полей при ВРМБ. - Квант. электроника, 1976, т.3, №11, с.2467.

16. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Параметрическое преобразование и вынужденное рассеяние некогерентного света. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, т.19, №5-6, с.634

17. 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, т.71, №5, с.1748.

18. Рагульский В.В. Лазеры на вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. - Труды ФИАН, 1976, т.85, с.3.

19. Сидорович В.Г. К теории "бриллюэновского зеркала". - ЖТФ, 1976, т.46, №10, с.2168.

1977

20. Арбатская А.Н. Исследование углового распределения вынужденного комбинационного рассеяния света. - Труды ФИАН, 1977, т.99, с.3.

~~21. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Экспериментальное исследование порога ВР многомодовых световых пучков и степени воспроизведения накачки в рассеян-~~

ном излучении. - Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №5, с.791.

22. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Об эффектах восстановления при вынужденном рассеянии. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, №5, с.215.

23. Бетин А.А., Пасманик Г.А. О пространственной структуре стокового излучения при обратном ВРМБ световых пучков. - Квант. электроника, 1976, т.3, №10, с.2215.

24. 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. 1X. М.: МИРЭА, 1977, с.85.

25. Блащук В.Н., Зельдович Б.Я., Мельников Н.А. и др. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии сфокусированных световых пучков. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, №5, с.211.

26. Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.П., Соколовская А.И. Восстановление волнового фронта световых пучков при вынужденном комбинационном рассеянии света. - ДАН СССР, 1977, т.233, №3, с.356.

27. Бреховских Г.Л., Соколовская А.И. Увеличение изображения объекта, восстановленного с помощью динамических голограмм в нелинейно-рассеивающих средах. - Краткие сообщ. по физ., 1977, №12, с.32.

28. Герасимов В.Б., Герасимова С.А., Орлов В.К. О волновом фронте стоковых компонент при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна назад. - Квант. электроника, 1977, т.4, №4, с.930.

29. Герасимов В.Б., Герасимова С.А., Орлов В.К. О значительном увеличении селективирующих свойств ВРМБ-зеркала при использовании широкополосной накачки. - Квант. электроника, 1977, т.4, №4, с.932.

30. Захаров С.Д. Новые возможности лазерной оптики. - Природа, 1977, №12, с.116.

31. Захаров С.Д., Тугов И.И., Явелов Б.Е. Физика наших дней. М.: Знание, 1977, 81с.

32. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. О воспроизведении волнового фронта при вынужденном комбинационном рассеянии света. - Квант.электроника, 1977, т.4, №5, с.1090.

~~33. Зельдович Б.Я., Мельников Н.А., Пилипенский Н.Ф., Рагульский В.В. Наблюдение эффекта обращения волнового фронта при вынужденном комбинационном рассеянии света. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т.25, №1, с.41.~~

34. Зельдович Б.Я., Рагульский В.В. О некоторых особенностях вынужденного рассеяния света. - Квант.электроника, 1977, т.4, №4, с.927.

35. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Влияние пространственной интерференции на усиление при вынужденном рассеянии света. - Квант. электроника, 1977, т.4, №11, с.2353.

36. Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И. Влияние пространственной и временной некогерентности накачки на усиление стоксова сигнала. - Квант. электроника, 1977, т.4, №5, с.1155.

37. Королев Ф.А., Вохник О.Н., Одинцов В.И. Параметрическое возбуждение стоксовых волн при ВКР с пространственно-неоднородной накачкой. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, №11, с.736.

38. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. О воспроизведении в процессе ВРМБ пространственных распределений амплитуды и фазы пучка накачки. - Квант. электроника, 1977, т.4, №1, с.115.

39. 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. - Квант. электроника, 1977, т.4, №1, с.150.

40. Сидорович В.Г. Теория преобразования световых полей амплитудными трехмерными голограммами, зарегистрированными в усиливающих средах. - Оптика и спектроскопия, 1977, т.42, с.693.

41. Соколовская А.И., Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д. Экспериментальное излучение особенностей восстановления объемного изображения объекта при вынужденном комбинационном рассеянии света. - ДАН СССР, 1977, т.237, №3, с.557.

1978

42. Авербах В.С., Бетин А.А., Гапонов В.А. и др. Эффекты вынужденного рассеяния и самовоздействия в газах и влияние их на распространение оптического излучения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1978, т.21, №8, с.1077.

43. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света в сфокусированном пространственно-неоднородном пучке накачки. - Квант.электроника, 1978, т.5, №5, с.973.

44. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. Обращение волнового фронта при ВРМБ деполяризованной накачки. – Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, №4, с.215.
45. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М., Черненко В.И. К теории усиления первой стоксовой компоненты в поле немонхроматической накачки при ВКР. – Квант. электроника, 1978, т.5, №6, с.1349.
46. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. О влиянии изменения поля накачки на вид поля усиливаемого сигнала при вынужденном рассеянии. – Квант. электроника, 1978, т.5, №9, с.2055.
47. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Воспроизведение волны накачки в излучении вынужденного рассеяния. – Изв.вузов. Радиофизика, 1978, т.21, №7, с.961.
48. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А. Воспроизведение волнового фронта световых пучков при вынужденном рассеянии. – УФН, 1978, т.126, №4, с.688.
49. 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, Вища школа, вып. 9, с.59.
50. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Особенности вынужденного рассеяния пространственно-неоднородных пучков. – Изв. АН СССР, Сер. физ., 1978, т.42, №12, с.2560.
51. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Крашенинников В.Н. и др. Вынужденное рассеяние деполяризованного излучения. – ДАН СССР, 1978, т.241, №6, с.1322.
52. Борисов Б.Н., Кружилин Ю.И., Шклярник С.В. Обращение волнового фронта излучения неодимового лазера с помощью ВРМБ-зеркала. – Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №3, с.160.
53. Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И. Восстановление волнового фронта световых пучков при ВКР – Квант. электроника, 1978, т.5, №8, с.1812.
54. Бреховских Г.Л., Соколовская А.И. Регистрация и восстановление нестационарных голограмм в нелинейных средах при ВКР света. – Физические основы голографии: Материалы 10-й Всесоюз. школы по голографии. Л., 1978, с.81.
55. Герасимов В.Б., Орлов В.К. О влиянии эффекта обращения волнового фронта на работу ВРМБ-лазера. – Квант. электроника, 1978, т.5, №4, с.906.

56. Герасимов В.Б., Орлов В.К. Воспроизведение волновых фронтов при рассеянии света на акустических волнах и динамическая голография. - Квант. электроника, 1978, т.5, №2, с.436.

57. Зельдович Б.Я., Рагульский В.В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света. - УФН, 1978, т.126, №4, с.683.

58. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта в вынужденном рассеянии при пространственно-неоднородном состоянии поляризации накачки. - ЖЭТФ, 1978, т.75, №2, с.428.

59. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. О границах существования эффекта обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии света. - Квант. электроника, 1978, т.5, №1, с.36.

60. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта методами нелинейной оптики. - Квант. электроника, 1978, т.5, №8, с.1800.

61. Зельдович Б.Я., Носач О.Ю., Поповичев В.И. и др. Обращение волнового фронта света при его вынужденном рассеянии. - Вестн. МГУ. Сер.физ., астроном., 1978, №4, с.137.

62. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Модовая теория объемных голограмм. - Физические основы голографии: Материалы 10-й Всесоюз. школы по голографии. Л., 1978, с.46.

63. Коптев В.Г., Лазарук А.М., Петрович И.П., Рубанов А.С. Обращение волнового фронта при суперлюминесценции. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, №7, с.468.

64. 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, т.45, №6, с.1144.

65. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. Об обращении волнового фронта в процессе вынужденного рассеяния при двухчастотной накачке. - Квант. электроника, 1978, т.5, №8, с.1837.

66. Кружилин Ю.И. О возможности повышения яркости на выходе усилителя за счет подавления самофокусировки в активной среде. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №3, с.176.

67. Кружилин Ю.И. Самонастраивающаяся система лазер - мишень для лазерного термоядерного синтеза. - Квант. электроника, 1978, т.5, №3, с.625.

68. Одулов С.Г., Салькова Е.Н., Соскин М.С., Суховерхова Л.Г. Устранение наводимых в усилителях искажений лазерных пучков методами динамической голографии. – УФЖ, 1978, т.23, №4, с.562.

69. Пасманик Г.А. Воспроизведение волнового фронта сложных сигналов при обратном вынужденном рассеянии. – Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №9, с.504.

70. Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.И., Рагульский В.В. Концентрация света с помощью обращения его волнового фронта. – Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, №11, с.619.

71. Сидорович В.Г. О воспроизведении спектра накачки при ВКР. – Квант. электроника, 1978, т.5, №6, с.1370.

72. Сидорович В.Г. Модовая теория трехмерной голограммы. – УФН, 1978, т.126, №4, с.686.

73. Сидорович В.Г. Об условиях малости шумов трехмерных голограмм. – Материалы 10-й Всесоюз. школы по голографии. Л., 1978, с.161.

74. Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. Индуцированная решетка, формируемая в рубине интерференцией атомных состояний. – Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, №12, с.685.

1979

75. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М., Пасманик Г.А. Экспериментальное исследование пространственной структуры первой стоксовой компоненты ВКР. – Квант. электроника, 1979, т.6, №5, с.996.

76. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др. О новом способе получения высоконаправленных световых пучков с использованием явления обращения волнового фронта. – Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №8, с.520.

77. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др. Когерентное удвоение частоты в неоднородных нелинейных элементах. – Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №5, с.308.

78. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. Обращение волнового фронта слабых сигналов при беспороговом отражении от „бриллюэновского“ зеркала. – Квант. электроника, 1979, т.6, №2, с.394.

79. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. Влияние некоторых параметров излучения на обращение волнового фронта накачки в „бриллюэновском“ зеркале. – Квант. электроника, 1979, т.6, №4, с.765.

80. Бельдюгин И.М., Галушкин И.М., Земсков Е.М. О свойствах резонаторов с обращающими волновой фронт зеркалами. – Квант. электроника, 1979, т.6, №1, с.38.

81. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. О вынужденном рассеянии немонохроматического пространственно-неоднородного излучения. Квант. электроника, 1979, т.6, №3, с.587.

82. Бельдюгин И.М., Семиногов В.Н., Земсков Е.М. О возможности обращения волновых фронтов полей средствами нелинейной оптики. – Квант. электроника, 1979, т.6, №3, с.638.

83. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. К теории резонаторов с обращающими волновой фронт зеркалами. – Квант. электроника, 1979, т.6, №9, с.2036.

84. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М., Клушин В.Н. К задаче обращения волнового фронта с помощью ВРМБ. – Квант. электроника, 1979, т.6, №9, с.2039.

85. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М., Клушин В.Н., Семиногов В.Н. Эффект обращения волнового фронта на основе антистоксова ВКР. – Квант. электроника, 1979, т.6, №11, с.2481.

86. 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, т.5, №4, с.242.

87. 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.

88. Беспалов В.И., Манишин В.Г., Пасманик Г.А. Нелинейная селекция оптического излучения при его отражении от ВРМБ-зеркала. – ЖЭТФ, 1979, т.77, №11, с.1772.

89. Беспалов В.И., Бетин А.А., Кулагина С.Н. и др. Обращение волнового фронта слабых оптических сигналов. – В кн.: Нелинейная оптика; Тр. 6-й Вавиловской конф. (июнь 1979г.)//Под ред. В.П.Чеботаева, ч.2. Новосибирск, 1979, с.171.

90. Бигио И.Дж., Фелдман Б.Дж, Фишер Р.Н., Бергманн Э.Е. Эффективное обращение волнового фронта в германии и в инвертированном углекислом газе (обзор). – Квант.электроника, 1979, т.6, №11, с.2318.

91. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В. и др. Обращение волнового фронта с поворотом – теория и эксперимент для четырехфотонного взаимодействия. – В кн.: Нелинейная оптика: Тр. 6-й Вавиловской конф. (июнь 1979)/ Под ред. В.Н.Чеботаева, ч.2. Новосибирск, 1979, с.197.
92. Борщ А.А., Бродин М.С., Волков В.И., Кухтарев Н.В. Эффекты самовоздействия при вырожденном 4-волновом взаимодействии в кристаллах $ZnSe$ – Письма в ЖТФ, 1979, т.5, №20, с.1240.
93. Бреховских Г.Л., Соколовская А.И., Окладников Н.В. Восстановление волнового фронта света при ВКР в монокристалле кальцита. – Краткие сообщ. по физ., 1979, №1, с.8.
94. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков. – УФН, 1979, т.129, №1, с.113., 174.
95. Воронин Э.С., Ивахник В.В., Петникова В.М. и др. Компенсация фазовых искажений при вырожденном четырехчастотном взаимодействии. – Квант. электроника, 1979, т.6, №9, с.2009.
96. Воронин Э.С., Ивахник В.В., Петникова В.М. и др. Компенсация фазовых искажений при четырехчастотном параметрическом взаимодействии. – Квант. электроника, 1979, т.6, №1, с.1304.
97. Герасимов В.Б. Ответ на письмо в редакцию Б.Я.Зельдовича, И.Г.Зубарева, Г.А.Пасманика, В.Г.Сидоровича. – Квант. электроника, 1979, т.6, №3, с.592.
98. Долгополов Ю.В., Комаревский В.А., Кормер С.Б. и др. Экспериментальное исследование возможностей применения явления обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. – ЖЭТФ, 1979, т.76, №3, с.908.
99. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. Получение мощных коротких импульсов с ОБФ при стационарном режиме ВРМБ. – Квант. электроника, 1979, т.6, №9, с.2031.
100. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. Инерционность процесса ВРМБ и беспороговое отражение коротких импульсов с обращением волнового фронта. – ЖЭТФ, 1979, т.77, №2, с.526.
101. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. Инерционность процесса ВРМБ и беспороговое обращение волнового фронта коротких импульсов. – В кн.: Нелинейная оптика: Тр. 6-й Вавиловской конф. (июнь 1979г.)/Под

ред. В.П.Чеботаева., ч.2, Новосибирск, 1979, с.184.

102. Зельдович Б.Я., Ковалев В.И., Морачевский Н.В., Файзуллоев Ф.С. Влияние поляризации на эффективность отражения при четырехфотонном взаимодействии в германии на 10,6 мкм. - В кн.: Нелинейная оптика: Тр. 6-й Вавиловской конф. (июнь 1979г.)/Под ред В.П.Чеботаева., ч.2. Новосибирск, 1979, с.188.

103. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Пространственно-поляризационное обращение волнового фронта при четырехфотонном взаимодействии. - Квант. электроника, 1979, т.6, №3, с.629.

104. Зельдович Б.Я., Зубарев И.Г., Пасманик Г.А., Сидорович В.Г. По поводу работ В.Б.Герасимова с соавторами.- Квант. электроника, 1979, т.6, №3, с.592.

105. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. О возникновении сопряженных изображений в объемной отражательной голограмме. - Квант. электроника, 1979, т.6, №7, с.1533.

106. Ивакин Е.В., Коптев В.Г., Лазарук А.М. и др. Обращение волнового фронта при суперлюминесценции. - В кн.: Нелинейная оптика: Тр. 6-й Вавиловской конф. (июнь 1979г.)/Под ред В.П.Чеботаева., ч.2. Новосибирск, 1979, с.179.

107. Ивакин Е.В., Коптев В.Г., Лазарук А.М. и др. Фазовое сопряжение световых полей при нелинейном взаимодействии в просветляющихся средах. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №10, с.648.

108. Илюхин А.А., Перегудов Г.В., Плоткин М.Е. и др. Использование эффекта обращения волнового фронта при ВРМБ для фокусировки лазерного излучения на мишень. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, №6, с.364.

109. Калинина А.А., Любимов В.В., Носова Л.В., Орлова И.Б. Телескопический усилитель слабого сигнала с ВРМБ-зеркалом. - Квант. электроника, 1979, т.6, №10, с.2269.

110. Кормер С.Б., Куликов С.М., Николаев В.Д. и др. Исследование возможности применения ВРМБ для повышения контраста лазерного излучения. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.5, №4, с.213.

111. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. О неточности воспроизведения пространственной структуры пучка в усиливающей среде лазерных схем с обращающим зеркалом. - Квант. электроника, 1979, т.6, №4, с.864.

112. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. Исследование пространственных характеристик стокового излучения при вынужденном рассеянии в режиме насыщения. – Квант.электроника, 1979, т.6, №9, с.1960.

113. Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И., Газенгель Ж. и др. Обнаружение и исследование эффекта восстановления волнового фронта сверхкоротких импульсов. – В кн.: Нелинейная оптика: Тр. 6-й Вавиловской конф. (июнь 1979г.) /Под ред. В.П.Чеботаева, ч.2. Новосибирск, 1979, с.193.

114. Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в средах с нелокальной нелинейностью. – Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №1, с.6.

115. Лазарук А.М., Рубанов А.С. Энергетическая эффективность генерации обращенного волнового фронта при четырехволновом взаимодействии световых полей – Журн. прикл. спектроскопии, 1979, т.31, №6, с.1099.

116. Лазарук А.М. Обращение волнового фронта в усиливающих динамических голограммах на растворах красителей. – Квант. электроника, 1979, т.6, №8, с.1770.

117. Лесник С.А., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазер с зеркалом комплексно-сопряженной волны за счет ВРМБ.- ЖТФ, 1979, т.49, №10, с.2257.

118. 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.

119. Мак А.А. Проблемы создания лазерных установок для получения высокотемпературной плазмы. – Оптико-механическая промышленность, 1979, №1, с.5.

120. Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах: Сб.науч. тр./Под ред. В.И.Беспалова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.206.

121. Ораевский А.Н. О возможности применения резонансно-возбуждаемых сред для ОВФ. – Квант. электроника, 1979, т.6, №1, с.218.

122. Перегудов Г.В., Плоткин М.Е., Рагозин Е.Н. Исследование лазерного факела при фокусировке излучения на плоскую мишень с помощью эффекта обращения волнового фронта. – Квант. электроника, 1979, т.6, №11, с.2401.

123. Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.М., Рагульский В.В. О точности воспроизведения светового поля при вынужденном рассеянии. – В кн.: Нелинейная оптика: Тр. 6-й Вави-

ловской конф. (июнь 1979г.)/Под ред. В.П.Чеботаева. ч.2. Новосибирск, 1979, с.166.

124. Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.И., Рагульский В.В. О точности воспроизведения светового поля при его вынужденном рассеянии. - ДАН СССР, 1979, т.248, №5, с.1097.

125. Попов А.К., Шалаев В.М. Бездоплеровская спектроскопия и обращение волнового фронта при параметрическом взаимодействии монохроматических волн. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №3, с.175.

126. Рагульский В.В. Обращение волнового фронта слабых пучков при вынужденном рассеянии света. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, №4, с.251.

127. Сидорович В.Г., Шкунов В.В. О "захвате" стоксовой волны накачкой в ВКР-усилителе. - ЖТФ, 1979, т.49, №4, с.826.

128. Сушинский М.М. О восстановлении волнового фронта при вынужденном рассеянии. - Краткие сообщ. по физ., 1979, №10, с.13.

129. Шостко С.Н., Подоба Я.Г., Ананьев Ю.А. и др. Об одной возможности компенсации оптических неоднородностей в лазерных устройствах. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, №1, с.29.

1980

130. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др. Обращение волнового фронта слабых оптических сигналов с большим коэффициентом отражения. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №11, с.639.

131. Апанасевич П.А., Афанасьев А.А., Жвавый С.П. Эффективность обращения волнового фронта световых пучков при четырехволновых взаимодействиях в резонансной среде. - Квант. электроника, 1980, т.7, №7, с.1572.

132. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Обращение волнового фронта сфокусированных пучков (ВРМБ назад, теория). - Квант. электроника, 1980, т.7, №5, с.973.

133. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Поперечная когерентизация рассеянного поля при обращении волнового фронта. - Квант. электроника, 1980, т.7, №2, с.299.

134. Басов Н.Г., Зубарев И.Г. Эффект обращения волнового фронта лазерного излучения. - Природа, 1980, №8, с.8.

135. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. Лазерный интерферометр с обращающими волновой фронт зеркалами. – ЖЭТФ, 1980, т.79, №5(11), с.1678.
136. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б. и др. О флуктуациях фазы стоксовой волны при вынужденном рассеянии света. – Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №11, с.685.
137. Бельдюгин И.М., Погибельский А.П. О влиянии случайных неоднородностей показателя преломления среды на вид полей в резонаторе лазера с зеркалами, обращающими волновой фронт. – Квант. электроника, 1980, т.7, №10, с.2194.
138. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. К расчету поля в резонаторе лазера с зеркалом, обращающим волновой фронт. – Квант. электроника, 1980, т.7, №6, с.1334.
139. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. О вынужденном рассеянии немонахроматического излучения. – Квант. электроника, 1980, т.7, №1, с.205.
140. Бельдюгин И.М., Зубарев И.Г. О формировании коррелированных с возбуждающим излучением полей при вынужденном рассеянии. – Квант. электроника, 1980, т.7, №4, с.743.
141. Беспалов В.И., Бетин А.А., Пасманик Г.А., Шиллов А.А. Наблюдение временных осцилляций поля в излучении вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллоэна. – Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №11, с.668.
142. Беспалов В.И., Бетин А.А., Дятлов А.И. и др. Обращение волнового фронта при четырехфотонных процессах в условиях двухквантового резонатора. – ЖЭТФ, 1980, т.79, №2(8), с.378.
143. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Обращение волнового фронта и проблема формирования структуры лазерного излучения. – Изв. АН СССР, Сер. физ., 1980, т.44, №8, с.1572.
144. Беспалов В.И., Бетин А.А., Кулагина С.Н. и др. Обращение волнового фронта излучения с пространственно-неоднородным состоянием поляризации при четырехволновом комбинационном взаимодействии. – Письма в ЖЭТФ, 1980, т.6, №21, с.1288.
145. Белоусов В.Н., Большов Л.А., Ковальский Н.Г., Низиенко Ю.К. Экспериментальное исследование обращения волнового фронта при вынужденных температурном и мандельштам–бриллоэновском рассеяниях в жидкостях. – ЖЭТФ, 1980, т.79, №6(12), с.2119.

146. Блашук В.Н., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Четырехволновое взаимодействие как управляемый частотный фильтр. - ДАН СССР, 1980, т.251, №1, с.70.

147. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я. и др. Полное обращение волнового фронта деполяризованного излучения при вырожденном четырехфотонном взаимодействии (теория и эксперимент). - Квант. электроника, 1980, т.7, №3, с.627.

148. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Четырехволновое обращение волнового фронта в поле кодированных опорных волн. - Квант. электроника, 1980, т.7, №12, с.2559.

149. Большов Л.А., Власов Д.В., Дыхне А.М., Старостин А.Н. К теории компенсации нелинейных искажений светового пучка с помощью обращения волнового фронта. - ДАН СССР, 1980, т.251, №6, с.1371.

150. Большов Л.А., Власов Д.В., Дыхне А.М. и др. О возможности полной компенсации нелинейных искажений светового пучка с помощью обращения его волнового фронта. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №5, с.311.

151. Большов Л.А., Бункин Ф.В., Власов Д.В. О компенсации нелинейных искажений пучков с произвольным состоянием поляризации. - Квант. электроника, 1980, т.7, №9, с.2057.

152. Борисов Б.Н., Кружилин Ю.И., Нашекин С.А. и др. Обращение волнового фронта излучения при ВРМБ в стекле без разрушения. - ЖТФ, 1980, т.50, №5, с.1073.

153. Бреховских Г.Л., Окладников Н.В., Соколовская А.И. Экспериментальные исследования влияния насыщения усиления на восстановление волнового фронта света при ВКР. - Журн. прикл. спектроскопии, 1980, т.32, №6, с.24.

154. Бункина М.В., Морозов В.В., Фирсов К.Н. О возможности использования УТ-релаксации в усиливающей среде для обращения волнового фронта. - Квант. электроника, 1980, т.7, №9, с.2026.

155. Варанавичус А., Пригонис Р., Пискарскас А., Стабинис А., Янкаускас А. Генерация наносекундных световых импульсов высокой спектральной добротности методом обращения волнового фронта. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №23, с.1447.

156. Васильев М.В., Гуламирян А.Л., Мамаев А.В. и др. Регистрация флукуаций фазы вынужденно-рассеянного света. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №11, с.673.-

157. Воронин Э.С., Ивахник В.В., Петникова В.М. и др. Оптимизация схемы компенсации фазовых искажений, вызванных протяженными неоднородностями. - Квант. электроника, 1980, т.7, №7, с.1543.

158. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В. и др. Исследование схем для получения мощных коротких импульсов с обращением волнового фронта излучения в ВРМБ-зеркале. - Квант. электроника, 1980, т.7, №2, с.372.

159. Запорожец Т.Е., Одулов С.Г. Обращение волнового фронта при записи динамических голограмм на поверхности ртутного зеркала. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.6, №22, с.1391.

160. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта поверхностью. - ДАН СССР, 1980, т.252, №1, с.92.

161. Зельдович Б.Я., Орлова М.А., Шкунов В.В. Нестационарная теория и расчет времени установления четырехволнового ОВФ. - ДАН СССР, 1980, т.252, №3, с.592.

162. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. Вынужденное рассеяние света в мезофазе смектического жидкого кристалла. - Квант. электроника, 1980, т.7, №4, с.770.

163. Зельдович Б.Я., Яковлева Т.В. Мелкоструктурные искажения при обращении волнового фронта пучка с неполной пространственной модуляцией (ВРМБ назад, теория). - Квант. электроника, 1980, т.7, №2, с.316.

164. Зельдович Б.Я., Яковлева Т.В. Пространственно-неоднородное обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии крыла линии Рэлея. - Квант. электроника, 1980, т.7, №4, с.880.

165. Зельдович Б.Я., Яковлева Т.В. Искажение мелкоструктурной волновой картины за счет самофокусировочной нелинейности. - Квант. электроника, 1980, т.7, №6, с.1325.

166. Зельдович Б.Я., Яковлева Т.В. Мелкоструктурные искажения в задаче ОВФ-ВРМБ в нестационарном режиме. - Квант. электроника, 1980, т.7, №10, с.2243.

167. Зубарев И.Г., Мионов А.Б., Михайлов С.И. Одномодовая система генератор-усилитель импульсно-периодического действия с обращением волнового фронта. - Квант. электроника, 1980, т.7, №9, с.2035.

168. Зуйков В.А., Самарцев В.В., Усманов Р.Г. Обращенное световое эхо в рубине. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №11, с.654.

169. Ивакин Е.В., Лазарук А.М., Рубанов А.С., Степанов Б.И. О механизме формирования обращенной волны в нелинейно-оптических процессах. - Журн.прикл. спектроскопии, 1980, т.33, №5, с.836.

170. Ивахник В.В., Петникова В.М., Соломатин В.С., Шувалов В.В. Компенсация искажений волнового фронта в толстой неоднородной среде. - Квант. электроника, 1980, т.7, №3, с.652.

171. Ивахник В.В., Петникова В.М., Соломатин В.С. и др. Однопроходные системы компенсации фазовых искажений. - Квант. электроника, 1980, т.7, №4, с.898.

172. Ивахник В.В., Петникова В.М., Шувалов В.В. Компенсация фазовых искажений пространственно-модулированных полей. - Квант. электроника, 1981, т.8, №4, с.774.

173. Ильинский Ю.А., Петникова В.М. Влияние линейной фильтрации на восстановление волнового фронта. - Квант. электроника, 1980, т.7, №2, с.439.

174. Кормер С.Б., Кочемасов Г.Г., Куликов С.М. и др. Применение ВРМБ для обострения импульсов и межкаскадной развязки в экспериментах по ЛТС. - ЖТФ, 1980, т.50, №6, с.1319.

175. Кременицкий В.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. Обращение волнового фронта при вырожденном четырехволновом взаимодействии в кристаллах $[d \text{ Te}]$. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т.44, №10, с.2029.

176. Кривошеков Г.В., Струц С.Г., Ступак М.Ф. Спектральные особенности вынужденного температурного рассеяния при обращении волнового фронта. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №7, с.428.

177. Куликов О.Л., Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. Реализация обращения волнового фронта по поверхности. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №6, с.377.

178. Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Обращение волнового фронта при анизотропной самодифракции лазерных пучков. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №19, с.1176.

179. Кухтарев Н.В., Коваленко Г.В. Обращение волнового фронта при междузонном поглощении в полупроводниках. - Квант. электроника, 1980, т.7, №4, с.781.

180. Кухтарев Н.В., Семенец Т.И. Обращение волнового фронта световых пучков в резонансных средах. - Квант. электроника, 1980, т.7, №8, с.1721.

181. Лазарук А.М., Рубанов А.С. Энергетическая эффективность обращения волнового фронта при вынужденном

четырёхволновом параметрическом рассеянии. - Квант. электроника, 1980, т.7, №9, с.1982.

182. Лазарук А.М. О фазовом сопряжении полей при вынужденном рассеянии. - ЖТФ, 1980, т.50, №6, с.1326.

183. Одулов С.Г., Соскин М.С. Корреляционный анализ изображений при вырожденном четырехволновом взаимодействии на встречных пучках. - ДАН СССР, 1980, т.252, №2, с.336.

184. Пасманик Г.А., Сидорович В.Г. О взаимосвязи световых пучков с их пространственно-временной структурой. - Изв.вузов. Радиофизика, 1980, т.23, №10, с.1217.

185. Рагозин Е.Н., Плоткин М.Е. О многократном использовании обращения волнового фронта в лазерных установках. - Квант. электроника, 1980, т.7, №7, с.1583.

186. Рагульский В.В. Возможность регистрации малого поглощения света с помощью обращения его волнового фронта. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №11, с.687.

187. Резников М.И., Хижняк А.И. О свойствах резонатора с зеркалом, обращающим волновой фронт. - Квант. электроника, 1980, т.7, №5, с.1105.

188. Соскин М.С., Хижняк А.И. Современное состояние голографических методов динамической коррекции лазерных пучков. - Изв. АН СССР, Сер.физ., 1980, т.44, №8, с.1585.

189. Соскин М.С., Хижняк А.И. О встречном взаимодействии четырех плоских волн в среде с безынерционной кубической нелинейностью. - Квант. электроника, 1980, т.7, №1, с.42.

1981

190. Алум Х.П., Влад И.В., Дабу Р. и др. Обращение волнового фронта пикосекундных импульсов при четырехволновом взаимодействии в ниобате лития. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №22, с.1365.

191. Альтшуллер Г.Б., Крылов К.И., Романов В.А. и др. Обращение волнового фронта поверхностью полупроводника. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №23, с.1458.

192. Балькавичус А.И., Дементьев А.С., Косенко Е.К. и др. Воспроизведение спектра при ВРМБ лазерных пучков с широким спектром в конденсированных средах. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №7, с.385.

193. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В. и др. Дислокация волнового фронта спекл-неоднородного поля. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №4, с.206.
194. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Дислокация поверхностей волнового фронта и нули амплитуды. - ЖЭТФ, 1981, т.80, №5, с.1789.
195. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. Управление характеристиками обрабатываемых зеркал в режиме усиления. - Квант. электроника, 1981, т.8, №10, с.2151.
196. Басов Н.Г., Зельдович Б.Я., Ковалев В.И. и др. Отражение многочастотного сигнала при четырехволновом взаимодействии в германии на 10,6 мкм. - Квант. электроника, 1981, т.8, №4, с.860.
197. Белоусов В.Н., Низненко Ю.К., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии ультрафиолетового излучения. - ДАН СССР, 1981, т.261, №1, с.71.
198. Бергер Н.К., Новохатский В.В. Обращение волнового фронта с использованием маломощных CO₂-лазеров. - В кн.: Лазерные пучки. Хабаровск, 1981, с.39.
199. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Высокочувствительные системы обращения волнового фронта оптического излучения. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, №6, с.963.
200. Беспалов В.И., Бетин А.А., Дятлов А.И. и др. Нелинейное взаимодействие световых волн сложной пространственно-временной структуры в кубичных средах. - В кн.: Нелинейные волны. Взаимодействие и распространение. М.: Наука, 1981, с.109.
201. Бетин А.А., Кулагина С.Н., Пасманик Г.А., Шиллов А.А. О некоторых особенностях обращения волнового фронта в четырехволновых процессах. - В кн.: Проблемы оптической голографии. Л.: Наука, 1981, с.70.
202. Борщ А.А., Бродин М.С., Волков В.И., Кухтарев Н.В. Оптическая бистабильность и гистерезис в обращенной волне при вырожденном шестифотонном взаимодействии в сульфиде кадмия. - Квант.электроника, 1981, т.8, №6, с.1304.
203. Борщ А.А., Бродин М.С., Волков В.И., Кухтарев Н.В. Обращение волнового фронта при вырожденном четырех- и шестифотонном взаимодействии в полупроводниках. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, №6, с.938.
204. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. Обращение волнового фронта и самофокусировка звука за счет нелинейного взаимодействия с поверхностью жидкости. -

Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №6, с.325.

205. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Заболотская Е.А., Кравцов Ю.А. Температурный и пузырьковый механизмы четырехфотонного обращения волнового фронта звуковых пучков. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №9, с.560.

206. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. К вопросу об обращении волнового фронта звука с усилением обращенной волны. - Квант. электроника, 1981, т.8, №5, с.1144.

207. Бункин Ф.В., Савранский В.В., Шафеев Г.А. Обращение волнового фронта в активной среде на порох меди. - Квант. электроника, 1981, т.8, №9, с.2015.

208. Варанавичюс А., Пригонис Р., Пискараскас А. и др. Обращение волнового фронта слабых пикосекундных сигналов в параметрических трехфотонных усилителях света. - ЖТФ, 1981, т.51, №3, с.658.

209. Васильев М.В., Гуламирян А.Л., Рагульский В.В. и др. Возбуждение вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна некогерентным оптическим излучением. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №18, с.1146.

210. Васильев М.В., Семенов П.М., Сидорович В.Г. Исследование угловой и спектральной селективностей гиперзвуковой голограммы. - Оптика и спектроскопия, 1981, т.50, №6, с.1021.

211. Васильев М.В., Лещев А.А., Семенов П.М., Сидорович В.Г. О влиянии вынужденного рассеяния внутри резонатора на пространственную когерентность лазерного излучения. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №6, с.377.

212. Васильев Л.А., Галушкин М.Г., Серегин А.М., Чебуркин Н.В. Теоретическое исследование эффективности обращения волнового фронта в инвертированном углекислом газе. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, №8, с.1412.

213. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Семенец Т.И. Кинематика динамической самодифракции световых пучков в объемных средах с локальным откликом. - Квант. электроника, 1981, т.8, №1, с.217.

214. Воронин Э.С., Ивахник В.В., Петникова В.М. и др. О возможности компенсации нелинейных фазовых искажений с помощью параметрических преобразователей излучения. - Квант. электроника, 1981, т.8, №2, с.443.

215. Воронин Э.С., Петникова В.М., Шувалов В.В. Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов (обзор). - Квант. электроника, 1981, т.8, №5, с.917.

216. Гельфгайт В.И. Компенсация фазовых искажений при обращении волнового фронта в случайном одно- и многомодовом волноводе. - Акуст. журн. 1981, т.27, №2, с.194.
217. Голубцов А.А., Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. Самофокусировка излучения He-Ne -лазера при термоупругих деформациях отражающей поверхности. - Квант. электроника, 1981, т.8, №2, с.370.
218. Голубцов А.А., Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта при светоиндуцированном профилировании формы поверхности поглощающего вещества. - Квант. электроника, 1981, т.8, №3, с.663.
219. Гюламирян А.Л., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта слабых сигналов, сдвинутых по частоте при ВРМБ. - Оптика и спектроскопия, 1981, т.51, №2, с.204.
220. Гюламирян А.Л., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Рагульский В.В., Шкунов В.В. Исследование эффективности невырожденного четырехволнового взаимодействия. - Квант. электроника, 1981, т.8, №1, с.196.
221. Денисюк Ю.Н. Об особенностях процесса обращения волновых фронтов доплеровскими динамическими голограммами. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №11, с.641.
222. Денисюк Ю.Н., Статические и динамические объемные голограммы. - ЖТФ, 1981, т.51, №8, с.1648.
223. Долгополов Ю.В., Кормер С.Б., Куликов С.М. и др. Динамическая компенсация оптических неоднородностей нодного лазера. - ЖТФ, 1981, т.51, №8, с.1764.
224. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов Д.В. и др. Об инкрементах усиления стоковых полей при вынужденном рассеянии пространственно-неоднородного излучения. - Квант. электроника, 1981, т.8, №4, с.891.
225. Зельдович Б.Я., Табириян Н.В. О возможности обращения волнового фронта света с помощью жидкокристаллических транспарантов. - Квант. электроника, 1981, т.8, №2, с.421.
226. Зельдович Б.Я., Яковлева Т.В. Расчет точности ОВФ для накачки с одномерной поперечной модуляцией. - Квант. электроника, 1981, т.8, №2, с.314.
227. Зельдович Б.Я., Яковлева Т.В. Влияние линейного поглощения и отражения на характеристики четырехволнового ОВФ. - Квант. электроника, 1981, т.8, №9, с.1891.
228. Ивакин Е.В., Одулов С.Г., Рубанов А.С., Соскин М.С. Обращение волнового фронта методами динамичес-

кой голографии. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1981, т.45, №8, с.1403.

229. Ивахник В.В., Петникова В.М., Шувалов В.В. Повышение эффективности систем обращения волнового фронта при использовании кольцевых резонаторов. - Квант. электроника, 1981, т.8, №2, с.445.

230. Кирьянов Ю.Ф., Кочемасов Г.Г., Мартынова С.М., Николаев В.Д. Четырехволновое смещение в резонансно-усиливающих средах в режиме насыщения инверсии. - Квант. электроника, 1981, т.8, №8, с.1734.

231. Кисленко В.И., Стрижевский В.Л. Обращение волнового фронта при вынужденном температурном рассеянии света и его применения. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, №6, с.976.

232. Кондиленко В.П., Одулов С.Г., Соскин М.С. Усиленное отражение волн с обращенным волновым фронтом в кристаллах с линейным электрооптическим эффектом во внешнем электрическом поле. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, №6, с.958.

233. Кривошеков С.В., Ступак М.Ф., Тимофеев Т.Т. Уширение спектральных компонент ВРМБ при ОВФ. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №8, с.506.

234. Крыжановский В.И., Мак А.А., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Применение явления обращения волнового фронта для подавления мелкомасштабной самофокусировки. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №7, с.400.

235. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Отражение профилированного во времени импульса неодимового лазера от ВРМБ-зеркала. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №1, с.57.

236. Кухтарев И.В., Семенец Т.И. Оптическая бистабильность и гистерезис при четырехволновом обращении волнового фронта в сегнетоэлектриках. - ЖТФ, 1981, т.51, №9, с.1980.

237. Кухтарев Н.В., Старков В.Н. Оптическая бистабильность при обращении волнового фронта световых пучков в электрооптических кристаллах с диффузионной нелинейностью. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №11, с.692.

238. Кухтарев Н.В. Обращение волнового фронта световых пучков в анизотропных средах. - Квант. электроника, 1981, т.8, №7, с.1451.

239. Кухтарев Н.В., Семенец Т.И. Дифракционное просветление и бистабильность при обращении волнового фрон-

та в резонансных средах. - Квант. электроника, 1981, т.8, №9, с.2005.

240. Лазарук А.М. О компенсации мелкомасштабных нелинейных искажений световых пучков с помощью обращения волнового фронта. - Квант. электроника, 1981, т.8, №11, с.2461.

241. Лешев А.А., Сидорович В.Г. Модовая теория отражательной трехмерной усиливающей голограммы. - Проблемы оптической голографии. Л.; Наука, 1981, с.2.

242. Любимов В.В., Носова Л.В. Оценка предельных выходных параметров усилителей с обращением волнового фронта. - Квант. электроника, 1981, т.8, №9, 1899.

243. Малахов А.Н., Саичев А.И. Обращение волны, обращенной зеркалом ОВФ, в нелинейной неоднородной среде. - Волны и дифракция (8-й Всесоюз. симп. по дифракции и распростр. волн), т.2, М., 1981, с.321.

244. Малахов А.Н., Саичев А.И. О влиянии сноса неоднородностей по трассе распространения пучка на эффективность работы систем, обращающих волновой фронт. - Изв. вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №11, с.1356.

245. Манишин В.Г., Пасманик Г.А. К вопросу об оптимальной коррекции оптического излучения, распространяющегося в линейной среде. - Радиофизика, 1981, т.24, №8, с.986.

246. Намиот В.А., Клюкин Л.М., Фукс Б.Б. К вопросу о фокусировке оптического излучения на микрообъекты. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №11, с.700.

247. Одинцов В.И. Крупномасштабная структура поля на волновом фронте вынужденного рассеяния с пространственно-неоднородной накачкой. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №17, с.1065.

248. Окладников Н.В., Гармонов А.А., Кудрявцева А.Д., Соколовская А.И. Энергетические пределы восстановления амплитуды и фазы лазерного излучения при вынужденном рассеянии света. - Краткие сообщ. по физ., 1981, №1, с.17.

249. Окладников Н.В., Бреховских Г.Л., Соколовская А.И., Гармонов А.А. Восстановление (обращение) волнового фронта света и дифракционная эффективность динамических голограмм при вынужденном рассеянии света. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №6, с.373.

250. Пасманик Г.А., Сандлер М.С. О некоторых возможностях управления фазой оптического сигнала за счет

обращения волнового фронта и параметрического смешения световых волн. – Квант. электроника, 1981, т.8, №4, с.726.

251. Пилипецкий Н.Ф., Поповичев В.И., Рагульский В.В. О соотношении коэффициентов усиления обращенной и необращенной воли при вынужденном рассеянии света. – ДАН СССР, 1981, т.257, №5, с.1116.

252. Плоткин М.Е., Рагозин Е.Н. Неодимовый лазер для плазменных исследований, использующий эффект ОВФ. – ЖТФ, 1981, т.51, №2, с.361.

253. Половинкин А.В., Саичев А.И. Среднее поле лазерного пучка, отраженного с обращением волнового фронта. – Изв.вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №4, с.433.

254. Саичев А.И. Отражение от зеркала, обращающего волновой фронт, с учетом обратного рассеяния в неоднородной среде. – Изв.вузов, Радиофизика, 1981, т.24, №9, с.1165.

255. Соколовская А.И. Самофокусировка, регистрация и восстановление волнового фронта. – новые эффекты при ВКР. – Изв. АН СССР, Сер. физ., 1981, т.45, №6, с.969.

256. Хижняк А.И. Об эффективности четырехволнового взаимодействия в среде с кубической нелинейностью. – Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, №3, с.640.

257. Штырков Е.И., Лобков В.С., Моисеев С.А., Ярмухаметов П.Г. Характеристики обращенного фотонного эха при одновременном четырехволновом взаимодействии в рубине. – ЖЭТФ, 1981, т.82, №6, с.1977.

1982

258. Аверьянов Н.Е., Балошин Ю.А., Дерягин А.И., Павлишин И.В. Исследование обращения волнового фронта в молекулярном многопроходовом усилителе. – Журн. прикл. спектроскопии, 1982, т.36, №5, с.730.

259. Ананьев Ю.А., Гришманова Н.М., Свенцицкая Н.А., Соловьев Ф.Д. Исследования жидкостного неодимового усилителя в схеме с ОВФ. – Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №1, с.19.

260. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др. Комбинационное взаимодействие в поле встречных световых волн. – ЖЭТФ, 1982, т.82, №4, с.1047.

261. Андреева Н.П., Бункин Ф.В., Власов В.Д., Каршиев К. Экспериментальное наблюдение явления обращения

волнового фронта звука на поверхности жидкости. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №2, с.104.

262. Ахунов А.Г., Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.Н. Об эффективности использования ОВФ в средах с фазовыми флуктуациями, зависящими от времени. - Квант. электроника, 1982, т.9, №5, с.765.

263. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Брэгговское трехволновое смещение для обращения волнового фронта света. - ДАН СССР, 1982, т.263, №2, с.325.

264. Басов Н.Г., Ковалев В.И., Лесив А.Р., Файзулов Ф.С. Исследование обращения волнового фронта излучения импульсного CO_2 -лазера при четырехволновом взаимодействии в SF_6 . - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №8, с.452.

265. Бельдюгин И.М., Зубарев И.Г. К теории обращения волнового фронта излучения с неоднородным по пространству распределением средней интенсивности. - Квант. электроника, 1982, т.9, №3, с.548.

266. Бельдюгин И.М., Земсков Е.М. К расчету полей в резонаторах с обращающими волновой фронт зеркалами. - Квант. электроника, 1982, т.9, №4, с.817.

267. Большов Л.А., Власов Д.В., Гараев Р.А. О пространственном резонансе при четырехфотонном взаимодействии попутных волн в кубичной среде. - Квант. электроника, 1982, т.9, №1, с.83.

268. Брысев А.П., Бункин Н.Ф., Власов Д.В., Гервиц Л.Л. Плоское параметрическое зеркало, обращающее волновой фронт. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.554.

269. Брысев А.П., Бункин Ф.В., Власов Д.В., Казаров Ю.Е. Экспериментальная модель параметрического обращающего фазу усилителя звука (ПОФУЗ) на ниобате лития. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.546.

270. Бубис Е.Л., Васильев М.В., Лешев А.А. и др. Обращение волнового фронта некогерентного излучения при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна. - Оптика и спектроскопия, 1982, т.52, №10, с.1950.

271. Васильев М.В., Сидорович В.Г. К расчету угловой и спектральной селективностей гиперзвуковой отрагательной голограммы. - ЖТФ, 1982, т.52, №3, с.504.

272. Васильев Л.А., Галушкин М.Г., Серегин А.М., Чебуркин Н.В. Обращение волнового фронта в инвертированном углекислом газе, обусловленное светоиндуцированным тепловыделением. - Квант.электроника, 1982, т.9, №6, с.1228.

273. Васильев М.В., Лещев А.А., Семенов П.М., Сидорович В.Г. О некоторых особенностях модуляции добротности оптического резонатора ВРМБ-зеркалом. – ЖТФ, 1982, т.52, №2, с.318.

274. Власов Д.В., Гараев Р.А., Сидорович В.Г. Взаимодействие угловых компонент стоксовой волны при возбуждении ВРМБ световыми пучками с периодической пространственной структурой. – Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.532.

275. Горланова А.В., Гришманова Н.И., Свенцицкая Н.А., Соловьев В.Д. Угловые характеристики излучения неодимового лазера с обращением волнового фронта при трехволновом параметрическом взаимодействии. – Квант. электроника, 1982, т.9, №2, с.415.

276. Голамирян А.Л., Мамаев А.В., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Перестраиваемый нелинейный четырехволновый фильтр. – Оптика и спектроскопия, 1982, т.52, №3, с.387.

277. Гулевич В.М., Илюхин А.А., Маслянкин В.А., Шелоболин А.В. Контраст излучения неодимового лазера с использованием обращения волнового фронта при ВРМБ. – Квант. электроника, 1982, т.9, №3, с.537.

278. Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И. ВРМБ пространственно-неоднородной накачки с малым числом угловых мод. – Квант. электроника, 1982, т.9, №3, с.632.

279. Зельдович Б.Я., Шкунов В.В. Особенности вынужденного рассеяния во встречных пучках накачки. – Квант. электроника, 1982, т.9, №2, с.393.

280. Изгородин В.М., Кормер С.Б., Кочемасов Г.Г. и др. Обращение волнового фронта при четырехволновом смешении в среде с комбинационной нелинейностью. – Квант. электроника, 1982, т.9, №2, с.229.

281. Кабанов В.В., Рубанов А.С. Обращение волнового фронта при вырожденном четырехволновом взаимодействии в усиливающих растворах красителей. – Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №2, с.90.

282. Кормер С.Б., Кочемасов Г.Г., Кушиков С.М. и др. Применение нелинейных процессов для формирования субнаносекундных высококонтрастных лазерных импульсов. – ЖЭТФ, 1982, т.82, №4, с.1079.

283. Корниенко Л.С., Серкин В.Н. Влияние ВРМБ-зеркала на временную структуру излучения твердотельного лазера. – Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №1, с.7.

284. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Экспериментальное исследование двухпроходового лазерного силителя на неодимовом стекле с четвертьволновой развязкой и ВРМБ-зеркалом. - ЖТФ, 1982, т.52, №7, с.1356.

285. Одулов С.Г., Резников Ю.А., Соскин М.С. Хижняк А.И. Поляризационная запись динамических голографических решеток в мезофазе жидкого кристалла МБА. - АН СССР, 1982, т.263, №3, с.598.

286. Пилипецкий Н.Ф., Сударкин А.Н., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта мерцающей поверхностью. - Квант. электроника, 1982, т.9, №4, с.835.

287. Сидорович В.Г., К теории вынужденного рассеяния когерентным оптическим излучением. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №10, с.608.

288. Сидорович В.Г. К расчету быстродействия ВРМБ-зеркала. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №9, с.542.

289. Табирян Н.В., Чилингарян Ю.С. Обращение волнового фронта света в нематическом жидком кристалле вблизи ветоиндуцированного перехода Фредерикса. - ЖТФ, 1982, т.52, №4, с.769.

1965 - 1976

290. Brewer R.G. Growth of optical plane waves in stimulated Brillouin scattering. - Phys. Rev., 1965, v.A140, p.800.

291. Kogelnik H.W. Controlled transmission waves through inhomogeneous media. - Patent N3.449.577 (USA), filed 23.10. 1965+19p.

292. 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, v. A137, p.801.

293. Wiggins T.A., Wick R.V., Rank D.H. Stimulated effects in N_2 and CH_4 Gases. - Appl. Opt., 1966, v.5, p.1069.

294. Rank D.H., Cho C.W., Foltz N.D., Wiggins T.A. Stimulated thermal Rayleigh scattering. Phys.Rev.Lett., 1967, v.19, p.828.

295. Stewart W.C., Cosentino L.S. Optics for read-write holographic memory. - Appl.Opt., 1970, v.9, N10, p.2271.

296. Woerdmen L.P. - Opt.Comm., 1970, v.2, p.212.

297. Woerdmen L.P. - Philips Res.Repts., Suppl., 1971, N7.

298. Yariv A. Three-dimensional pictorial transmission in optical fibers. - Appl.Phys.Lett., 1976, v.28, N2, p.88.

299. Yariv A. On transmission and recovery of three-dimensional image information in optical waveguides. - JOSA, 1976, v.66, N4, p.301.

1977

300. Avizonis P.V., Hopf F.A., Bomberger W.D. e.a. Optical phase conjugation in a lithium formate crystal. - Appl.Phys.Lett., 1977, v.31, N7, p.435.

301. Bjorklund G.C., Bjorkholm J.E., Freeman R.R., Liao P.F. Phase matching of 2-photon resonant 4-wave mixing processes. - "Laser Spectrosc. 3.Proc. 3rd Int.Conf., Jackson Lake Lodge, Wyo., 1977". Berlin e.a., 1977, p.344.

302. Bloom D.M., Bjorklund G.C. Conjugate wave-front generation and image reconstruction by four-wave mixing. - Appl.Phys.Lett., 1977, v.31, N9, p.592.

303. Heer C.V., McManamon P.F. Wave-front-correction with photon echoes. - Opt.Comm., 1977, v. 23, N1, p.49.

304. Hellwarth R.W. Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction. - JOSA, 1977, v.67, N1, p.1.

305. Huignard J.D., Herrian J.P., Valentin T. Time average holographic interferometry with photo conductive electrooptic $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals. - Appl.Opt., 1977, v.16, p.2796.

306. Liao P.F., Economou N.P., Freedman R.R. Two-photon coherent transient measurement of doppler-free linewidths with broad-band excitation. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.39, p.1473.

307. Yariv A., Pepper D.M. Amplified reflection, phase conjugation and oscillation in dege-

nerate four-wave mixing. - Opt.Lett., 1977, v.1, p.16.

308. Yariv A. Compensation for atmospheric degradation of optical beam transmission by non-linear optical mixing. - Opt.Comm., 1977, v.21, N1, p.49.

1978

309. Abrams R.L., Lind R.C. Degenerate four-wave mixing in absorbing media. - Opt.Lett., 1978, v.2, N4, p.94.

310. Abrams R.L., Pepper D.M. Narrow optical band-pass filter via nearly degenerate four-wave mixing. - Opt.Lett., 1978, v.3, N6, p.212.

311. Agrawal G.P. Phase determination by conjugate wave-front generation. - JOSA, 1978, v.68, N8, p.1135.

312. An Yung J., Fekete D., Pepper D., Yariv A. Spatial convolution and correlation of optical field via degenerate four-wave mixing. - Opt.Lett., 1978, v.3, N1, p.7.

313. 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, v.3, N3, p.82.

314. Blashuk V.N., Krasheninnikov V.N., Melnikov N.A. e.a. Wave-front reversal for the depolarized light-theory and experiment. - Opt.Comm., 1978, v.27, N1, p.137.

315. 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, v.3, N2, p.58.

316. Bloom D.M., Liao P.F. Continuous-wave backward-wave generation by degenerate four-wave mixing in Ruby. - Opt.Lett., 1978, v.3, N1, p.4.

317. Bölger B. Parametric wave-front conjugation and reproduction in sodium vapor by evanescent pump fields. - JOSA, 1978, v.68, N11, p.1622.

318. Feldman J. e.a. 2% Efficient phase-conjugate reflection in germanium at 10.6μ . - JOSA, 1978, v.68, N11, p.1628.

319. Griffen N.G., Heer C.V. Focusing and phase conjugation of photon echoes in Na vapor. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N10, p.865.

320. Grishkowsky D., Shiren N.S., Bennet R.J. Generation of time-reversed wave fronts using a resonantly enhanced electronic nonlinearity. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N9, p.805.

321. Grishkowsky D., Shiren N.S., Bennet R.J. Generation of time-reversed optical wave fronts by backward-wave photon echoes. - Appl. Phys.Lett., 1978, v.33, N4, p.299.

322. Hellwarth R.W. Theory of phase conjugation by stimulated scattering in a waveguide. - JOSA, 1978, v.68, N8, p.1050.

323. 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, v.68, N5, p.689.

324. Hsiung Hsu. Large-signal theory of nonlinear conjugate wave backscattering. - JOSA, 1978, v.68, N11, p.1628.

325. Huighard J.D., Herrian J.D. Real-time coherent object edge reconstruction with $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals. - Appl.Opt., 1978, v.17, p.2671.

326. Jensen S.M., Hellwarth R.W. Generation of time-reversed waves by nonlinear refraction in a waveguide. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N5, p.404; Appl.Phys.Lett., 1979, v.34, N6.

327. Jensen S.M., Hellwarth R.W. Observation of the time-reversed replica of a monochromatic optical wave. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.32, N3, p.166.

328. 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, v.26, N3, p.446.

329. Lehmborg R.H. Theory of optical ray

retracing in laser-plasma backscatter. - Phys.Rev. Lett., 1978, v.41, N13, p.863.

330. 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, v.32, N12, p.813.

331. Marburger J.H. Optical pulse integration and chirp reversal in degenerate four-wave mixing. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.32, N6, p.372.

332. 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, v.33, N1, p.41.

333. Shiren N.S. Generation of time-reversed optical wave fronts by backward-wave photon echoes. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.33, N4, p.299.

334. Shiren N.S., Grishkowsky D., Bennet R. J. Resonantly enhanced generation of time reversed wave fronts in rubidium vapor. - JOSA, 1978, v.68, N5, p.690.

335. 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, v.24, N1, p.74.

336. Stephens R.R., Linol R.C. Experimental study of an adaptive laser resonator. - Opt. Lett., 1978, v.3, p.79.

337. Wang V., Giuliano C.R. Correction of phase aberrations via stimulated Brillouin scattering. - Opt.Lett., 1978, v.2, N1, p.4.

338. Wang V. Nonlinear optical phase conjugation for laser systems. - Optical Engineering, 1978, v.17, N3, p.267.

339. Wang V., Jain R.K. Image reconstruction via phase-conjugated stimulated Brillouin scattering. - JOSA, 1978, v.68, N11, p.1627.

340. Yariv A. Phase conjugate optics and real-time holography. - IEEE, 1978, v.QE-14, N9, p.650.

341. 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, v.32, N10, p.635.

342. Yariv A. Four-wave nonlinear optical mixing as real time holography. - Opt.Commun., 1978, v.25, N1, p.23.

1979

343. Ahmed M.H. The effect of strong wave front distribution in optical wave conjugation by three-photon mixing. - IEEE J.Quant.Electron., 1979, v.15, N9, p.870.

344. Basov N., Zubarev I. Powerful laser systems with phase conjugation by SMBS mirror. - Appl.Phys., 1979, v.20, N3, p.261.

345. Blaschuk V.N., Mamaev A.V., Pilipetsky N.F., Shkunov V.V., Zel'dovich B.Ya. Wave front reversal angular tilting - theory and experiment for the four-wave mixing. - Opt. Commun., 1979, v.31, N3, p.383.

346. Bigio L.T., Feldman B.T., Fisher R.A., Bergmann E.E. High efficiency phase-conjugate reflection in germanium and in inverted CO₂. - Proc.Int.Conf.Lasers'78, Orlando, Fla, 1978. McLean, Va. 1979, p.531.

347. Bloembergen N. Recent progress in four-wave mixing spectroscopy in crystals. - "Light Scatter.Solids Proc. 2nd Joint USA-USSR Symp., New-York City, N.Y., 1979; New-York-London, 1979, p.423.

348. Elsi A., Rogovin D. Phase conjugation in nonlinear molecular gases. - Chem.Phys.Lett., 1979, v.61, N2, p.407.

349. Feldman B.J., Fisher R.A. Infrared phase conjugate reflection and amplification in inverted CO₂ (A). - JOSA, 1979, v.69, N2, p.372.

350. Flytzanis Chr. Advances in non-linear optics. - Trends Phys., 1978, Pap.4th gen.Conf. Eur.Phys.Soc., York, 1978, Bristol, 1979, p.87.

351. Fy Tao-Yi, Sargent III M. Effects of signal detuning on phase conjugation. - Opt.Lett., 1979, v.4, N11, p.366.

352. C.L.Hayes, Davis W.C. High-power-laser adaptive phased arrays. - Appl.Opt., 1979, v.18, N24, p.4106.

353. Heer C.V., Griffen N.C. Generation of phase-conjugate wave in the forward direction with thin Na-vapor cell. - Opt.Lett., 1979, v.4, N8, p.239.

354. Hellwarth R.W. Theory of phase-conjugation by four-wave mixing in a waveguide. - IEEE, Journ. of Quant.Electr., 1979, v.15, N2, p.101.

355. Hopf F.A., Tomit A., Womack K.H., Jewell T.L. Optical distortion in nonlinear phase conjugation-wave mixing. - JOSA, 1979, v.69, N7, p.968.

356. Hsiung Hsu. Large-signal theory of phase-conjugate backscattering. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.34, N12, p.855.

357. Hugnard J.P., Herriay J.P., Aubourg P., Spitz E. Phase-conjugated wave-front generation via real time holography in Bi₁₂SiO₂₀ crystals. - Opt.Lett., 1979, v.4, N1, p.21.

358. Ivakin E.V., Lazaruk A.M., Rubanov A.S., Stepanov B.J. Comments on phase conjugate optics and real-time holography. - IEEE Journal of Quant. Electr., 1979, v.QE-15, N6, p.523.

359. Jain R.K., Klein M.B., Ling R.C. High-efficiency degenerate four-wave mixing of 1,06 mm radiation in silicon. - Opt.Lett., 1979, v.4, N10, p.328.

360. Khizhnyak A., Kondilenko V., Kremenitski V. e.a. Degenerate four-wave mixing in nonlinear media with local response free carrier and space charge gratings, strong coupling. - SPIE, Optics and Photonics Applied to Communication and Processing, 1979, v.213, p.18.

361. Kildal H., Brueck S.R.J. Infrared four-wave sum and difference frequency generation in liquid CO-O₂ mixtures. - Appl.Phys.Lett., 1978, v.32 (3), N3, p.173.

362. Kukhtarev N.V., Odulov S. Wave front conjugation via degenerate four-wave mixing in electrooptic crystals. - SPIE, Optics and Photonics Applied Communications and Processing, 1979, v.213, p.2.

363. Lind R.C., Steel D.G., Klein M.B., e.a. Phase conjugation at $10.6 \mu\text{m}$ by resonantly enhanced regenerate four-wave mixing. - Appl. Phys.Lett., 1979, v.34, N7, p.457.

364. Lind R.C., Klein M.B., Jain B.K. e.a. Phase conjugation at $10.6 \mu\text{m}$ by resonantly enhanced degenerate four-wave mixing. - JOSA 1979, v.69, N2, p.372.

365. Marburger J.H., Lam J.F. Effect of nonlinear index changes on degenerate four-wave mixing. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.35, N3, p.246.

366. Marburger J.H., Lam J.H. Nonlinear theory of degenerate four-wave mixing. - Appl.Phys. Lett., 1979, v.34, N6, p.389.

367. Martin G., Hellwarth R.W. Infrared-to-optical image conversion by Bragg refraction from thermally induced index gratings. - Appl. Phys.Lett., 1979, v.34, N6, p.371.

368. Mays R., Lysiak R.J. Phase conjugated wave fronts by stimulated Brillouin and Raman scattering. - Optics Commun., 1979, v.31, N1 p.89.

369. Nilsen J., Yariv A. Nearly degenerate four-wave mixing applied to optical filters. - App. Opt., 1979, v.18, N2, p.143.

370. Normandian R., Stegman G.I. Non-degenerate four-wave mixing in integrated optics. - Opt.Lett., 1979, v.4, N2, p.58.

371. Pearson J.E., Freeman R.H., Reynolds H.C. Adaptive optical techniques for wave-front correction. - Appl.Opt. and Opt.Eng.Col. 7, New York, 1a, 1979, p.245.

372. Pilipetsky N.F., Popovichev V.I., Ragul'sky V.V. The reproduction of weak components of a light field at stimulated scattering. - Optics Commun., 1979, v.31, N1, p.97.

373. Shkunov V.V., Zel'dovich B.Ya. Record and reconstruction of an object's wave state of polarization by a volume hologram. - Appl.Opt., 1979, v.18, N22, p.3633.

374. Siegman A.E. Dynamical interferometry and differential holography of irregular phase of -

jects using phase conjugate reflection. - Opt. Commun., 1979, v.31, N3, p.257.

375. Steel D.G., Lind R.C., Lam J.F., Giuliano C.R. Polarization-rotation and thermal-motion studies via resonant degenerate four-wave mixing. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.35, N5, p.376.

376. Tomita A. Phase conjugation using gain saturation of a Nd, GAG laser. - Appl.Phys.Lett., 1979, v.34, N7, p.463.

377. Yariv A. Phase conjugate optics and real time holography. - JOSA, 1979, v.69, N10, p.1475.

378. Yariv A., Auyang J. Transient four-wave mixing and real time holography in atomic systems. - IEEE J.Quant.Electr., 1979, v.15, N4, p.224.

379. Yariv A., Fekete D., Pepper D.M. Compensation for channel dispersion by nonlinear optical phase conjugation. - Opt.Lett., 1979, v.4, N2, p.52.

380. Yariv A. Author's reply. - IEEE J.Quant. Electr., 1979, v.QE-15, N6, p.224.

381. Yeung J., Fekete D., Pepper D.M. e.a. Continuous backward-wave generation by degenerate four-wave mixing in optical fibers. - Opt. Lett., 1979, v.4, N1, p.42.

382. Yeung J., Fekete D., Pepper D.M., Yariv A. A theoretical and experimental investigation of the modes of optical resonators with phase-conjugate mirrors. - IEEE, 1979, v.QE-15, N10, p.1180.

383. Yeung J., Yariv A. Phase conjugate optics. Laser spectrosc. - 4 proc. 4th Int.Conf., Rottach-Egern., 1979, Berlin e.a., 1979, p.492.

384. Yuen H.P., Shapiro J. Generation and detection of two-photon coherent states in degenerate four-wave mixing. - Opt.Lett., 1979, v.4, N10, p.334.

1980

385. Belanger P.A., Hardy A., Siegman A. . Resonant modes of optical cavities with phase -

conjugate mirrors. - Appl.Opt., 1980, v.19, N4, p.602.

386. Belanger P.A., Hardy A., Siegman A.E. Resonant modes of optical cavities with phase conjugate mirrors: higher -order modes. - Appl. Opt., 1980, v.19, N4, p.479.

387. Borshch A., Brodin M., Volkov V., Kukhtarev N. Phase conjugation by the degenerate six-photon mixing in semiconductors. - Opt.Commun., 1980, v.35, N2, p.287.

388. Depatie D., Haucisen D. Multiline phase conjugation at $4 \mu\text{m}$ in germanium. - Opt.Lett., 1980, v.5, N6, p.252.

389. Elci A., Rogovin L. Phase conjugation in inhomogeneously broadened medium. - Opt.Lett., 1980, v.5, N6, p.255.

390. Elci A., Rogovin D., Depatie D., Haucisen D. Phase conjugation in ammonia. - JOSA, 1980, v.70, N8, p.990.

391. Enns R.H., Guenther D.B., Rangnekar S.S. An application of the inverse scattering method to the 3-wave interaction in nonlinear optics. - Canad.J.Phys., 1980, v.58, N10, p.1468.

392. Fan Jun-Ying, Wu Cun-Kai, Wang Zhi-Ying. The theory of resonantly enhanced four-wave mixing in absorbing media. - "Ули сюзбао ; Acta Phys.Sinica", 1980, v.29, N7, p.837.

393. Feinberg J., Hellwarth R.W. CW phase conjugation of a nonuniformly polarized optical beam. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.602.

394. Fekete D., Young J.A., Yariv A. Phase-conjugate reflection by degenerate four-wave mixing in a nematic liquid crystal in the isotropic phase. - Opt.Lett., 1980, v.5, N2, p.51.

395. Fisher R.A., Suydam B.R., Rigrod W.W., Feldman E.J. Transient phase conjugation in Kerr-like four-wave mixers. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.602.

396. Fu Tao-Yi, Sargent Murray. Theory of two-photon phase conjugation. - Opt.Lett., 1980, v.5, N10, p.433.

397. Grossman W.M., Shemwell D.M., Tsang W.T. Coherence lengths and phase conjugation by degenerate four-wave mixing. - J.Appl.Phys., 1980, v.51, N2, p.914.

398. Gulamirian A.L., Mamaev A.V., Piliipetsky N.F. e.a. Selective properties of the nonlinear four-wave filter. - Proc.Conf.Optics in Four Dimensions, 1980, p.185.

399. Heilweil E.J., Hochstrasser R.M., Souma H. Applications of the phase-conjugate configuration in nonlinear spectroscopy. - Opt.Commun., 1980, v.35, N2, p.227.

400. Hopf F.A., Tomita A. Optical distortion due to self-defocusing by degenerate four-wave mixing in silicon. - JOSA, 1980, v.70, N12, p.1612.

401. Hopf F.A. Interferometry using conjugate-wave generation. - JOSA, 1980, v.70, N11, p.1320.

402. Hopf F.A. Optical distribution in phase conjugation in high-gain three-wave mixing. - JOSA, 1980, v.70, N11, p.1379.

403. Jain R.K., Steel D.G. Degenerate four-wave mixing of $10.6 \mu\text{m}$ radiation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. - Appl.Phys.Lett., 1980, v.37, N1, p.1.

404. Iano Naohiro, Hoshimiya, Isutomu, Inaba Humio. Dispersion-free amplification and oscillation in phase-conjugate four-wave mixing in an atomic vapor doublet. - IEEE J.Quant.Electr., 1980, v.16, N2, p.147.

405. Khan M.A., Bogart T.J., Kruse P.W., Ready J.F. Noncollinear phase-matched four-photon mixing in $\text{Hg}_{0,77}\text{Cd}_{0,23}\text{Te}$. - Opt.Lett., 1980, v.5, N11, p.469.

406. Kremenitskii V., Odulov S., Soskin M. Backward degenerate four-wave mixing in cadmium telluride. - Phys.Stat.Sol.(a), 1980, v.57, N1, p. K71.

407. Kukhtarev N., Odoulov S. Degenerate four-wave mixing in LiNbO_3 and LiTaO_3 . - Opt. Commun., 1980, v.32, N1, p.183.

408. Lam J.K., Chang T.Y., Feinberg J., Hellwarth R.W. Phase conjugation with nanosecond laser pulses in BaTiO_3 . - JOSA, 1980, v.70, N12 p.1612.

408. Lam L.K., Chang T.Y., Feinberg J., Hellwarth R.W. Phase conjugation with nanosecond laser pulses in BaTiO₃. - JOSA, 1980, v.70, N12, p.1612.

409. Lam L.K., Hellwarth R.W. Wide-angle narrowband optical filter using phase conjugation by four-wave mixing in a waveguide. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.602.

410. Lam J.F., Brown W.P. Optical resonators with phase-conjugate mirrors. - Opt. Lett., 1980, v.5, N2, p.61.

411. Levenson M.D. High-resolution imaging by wave-front conjugation. - Opt.Lett., 1980, v.5, N5, p.182.

412. Levenson M.D. High-resolution imaging by wave-front conjugation. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.603.

413. Mandelberg H.I. Phase-modulated conjugate-wave generation in ruby. - Opt.Lett., 1980, v.5, N6, p.258.

414. Marrakchi A., Huignard J.P., Herriani J.P. Application of phase conjugation in Bi₁₂SiO₂₀ crystals to mode pattern visualisation of diffuse vibrating structures. - Opt.Comm., 1980, v.34, N1, p.15.

415. Martin G., Lam L.K., Hellwarth R.W. Generation of a time-reversed replica of a nonuniformly polarized image-bearing optical beam. - Opt.Lett., 1980, v.5, N5, p.185.

416. Mases E.I., Wu F.Y. Amplification and phase conjugation by degenerate four-wave mixing in a saturable absorber. - Opt.Lett., 1980, v.5, N2, p.64.

417. Miller D.A.B. Time reversal of optical pulses by four-wave mixing. - Opt.Lett., 1980, v.5, N7, p.300.

418. Odoulov S., Soskin M., Vasnetson M. Compensation for time dependent phase inhomogeneity via degenerate four-wave mixing. - Opt. Commun., 1980, v.32, N2, p.355.

419. Pepper D.M., Yariv A. Compensation for phase distortions in nonlinear media by phase

conjugation. - Opt.Lett., 1980, v.5, N2, p.59.

420. Popov A.K., Shalaev V.M. Doppler-free spectroscopy and wave-front conjugation by four-wave mixing of non-monochromatic waves. - Appl. Phys., 1980, v.21, N1, p.93.

421. Rigrod W.W., Fisher R.A., Feldman B.T. Transient analysis of nearly degenerate four-wave mixing. - Opt.Lett., 1980, v.5, N3, p.105.

422. Roger A., Breidne M. Grating profile reconstruction by an inverse scattering method. - Opt.Commun., 1980, v.35, N3, p.299.

423. Smirl A.L., Boggess T.F., Moss S.C., Lindle J.R. Picosecond degenerate resonant four-wave mixing with memory: Applications to phase conjugation. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.601.

424. Smirl A.L., Boggess T.F., Hopf F.A. Generation of a forward-traveling phase-conjugate wave in germanium. - Opt.Commun., 1980, v.34, N3, p.463.

425. Soskin M., Odoulov S. Dynamic holography. - Opt.Four Dimensions Conf., Ensenada (1980). New York, 1981, p.604.

426. Steel D.G., Lam J.F. Multiline phase conjugation in resonant materials. - Opt.Lett., 1980, v.5, N7, p.297.

427. Tocho J.O., Sibbett W., Bradley D.J. Picosecond phase-conjugate reflection from organic dye saturable absorbers. - Opt.Commun., 1980, v.34, N1, p.122.

428. Tocho J.O., Sibbett W., Bradley D.J. Picosecond phase-conjugation reflection and gain in saturable absorbers by degenerate four-wave mixing. - "Picosecond Phenomena 2. Proc. 2nd Int.Conf., Cape Cod, Mass., 1980", Berlin e.a., 1980, p.372.

429. Trebino R., Siegman A.E. Phase-conjugate reflection at arbitrary angles using TEM₀₀ pump beams. - Opt.Commun., 1980, v.32, N1, p.1.

430. Watkins D.E., Thomas S.J., Figueira J.F. Phase conjugation via resonantly enhanced degenerate four-wave mixing in doped alkali-hali-

da. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.600.

431. White J.O., Yariv A. Real-time image processing via four-wave mixing in a photorefractive medium. - Appl.Phys.Lett., 1980, v.37, N1, p.5.

432. Wolf E. Phase conjugacy and symmetries in spatially bandlimited wave-fields containing no evanescent components. - JOSA, 1980, v.70, N11, p.1311.

433. Woerdman J.P., Schnurmans M.F.H. Wave-front conjugation in atomic sodium vapor: Rabi regime. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.598.

434. Watkins D.E., Figueira J.F., Thomas S.J. Observation of resonantly enhanced degenerate four-wave mixing in doped alkali-halids. - Opt. Lett., 1980, v.5, N4, p.169.

435. Wu Cun-Kai, Fan Jun-Yin, Wang Zhi-Ying. Investigation of degenerate four-wave mixing and phase conjugation in organic dye solutions. - JOSA, 1980, v.70, N6, p.601.

436. Wu Cun-Kai, Fan Jun-Yin, Wang Zhi-Ying. Generation of phase conjugated backward wave by degenerate four-wave mixing in chlorophyll solution. - Acta Phys.Sinica, 1980, v.29, N3, p.305.

437. Wu C.K., Cui Y.Z., Wang Z.Y. Degenerate four-wave mixing and phase conjugation in organic dye solutions. - Acta Phys.Sinica, 1980, v.29, p.937.

1981

438. Abrams R.Z., Giuliano C.R., Zam J.E. On the equality of stimulated Brillouin scattering reflectivity to conjugate reflectivity of a weak probe beam. - Opt.Lett., 1981, v.6, N3, p.131.

439. Agrawal G.P. Phase conjugation and degenerate four-wave mixing in three-level systems. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.17, N12, p.2335.

440. Agrawal G.P. Phase conjugation through two-photon resonant nondegenerate four-wave mixing. - Opt.Comm., 1981, v.39, N4, p.272.

441. Agrawal G.P. Optical bistability in a phase-conjugate Fabry-Perot cavity. - Opt.Commun., 1981, v.37, N5, p.366.

442. Agrawal G.P., Flytzanis C., Frey R., Pradere F. Bistable reflectivity of phase-conjugated signal through intracavity degenerate four-wave mixing. - Appl.Phys.Lett., 1981, v.38, N7, p.492.

443. Agrawal G.P., Flytzanis C. Bistability and hysteresis in phase-conjugated reflectivity. - J.Quant.Electron., 1981, v.17, N3, p.374.

444. Aubourg P., Bettini J.P., Agrawal G.P. e.a. Doppler-free continuous-wave phase conjugate spectrum of SF₆ by resonant degenerate four-wave mixing at 10.6 μm. - Opt.Lett., 1981, v.6, N8, p.383.

445. Bar-Joseph I., Hardy A., Katzir Y., Silberberg Y. Low-power phase-conjugate interferometry. - Opt.Lett., 1981, v.6, N9, p.414.

446. Bigio I.J., Feldman B.J., Fisher R.A., Slatkine M. Phase conjugation and image-retaining reflection of KrF laser radiation at 2486 Å. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.17, N12, pt II, p.220.

447. Bloch D., Raj R.K., Snyder J.J., Ducloy M. Heterodyne detection of phase-conjugate emission in an Ar discharge with a low-power CW laser. - J.Phys.Lett. (France), 1981, v.42, N2, p.31.

448. Boulnois J.L., Aubourg P., Agrawal G. P. Doppler-free CW phase-conjugate spectrum of SF₆ by degenerate four-wave mixing at 10.6 μm. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.QE-17, N12, p.229.

449. Brown W.P. Pump attenuation and depletion effects on degenerate four-wave mixing. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.17, N12, pt II, p.190.

450. Buck J.A., Dienes A., Whinnery J.R. Effects of separated absorption and emission spectra on degenerate four-wave mixing in organic dyes. - JOSA, 1981, v.71, N11, p.1381.

451. Caro R.G., Gower M.C. Amplified phase conjugate reflection of KrF laser radiation. - Appl.Phys.Lett., 1981, v.39, N11, p.855.

452. Caro R.G., Gower M.C. Phase conjugation of KrF laser. - IEEE J. Quant.Electron., 1981, v.QE-17, N12, p.225.

453. Caro R.C., Gower M.C. Phase conjugation of KrF laser. - Opt.Lett., 1981, v.6, N11, p.557.

454. Diels J.-C., Wang W.C., Winful H. Dynamics of the nonlinear four-wave mixing interaction. - Appl.Phys. B., 1981, v.26, N2, p.105.

455. Diels J.-C., McMichael I.C. Influence of wave-front-conjugated coupling on the operation of a laser gyro. - Opt.Lett., 1981, v.6, N5, p.219.

456. Ducloy M., Bloch D. Theory of degenerate four-wave mixing in resonant Doppler-broadened systems. I. Angular dependence of intensity and lineshape of phase-conjugate emission. - J.Phys. (France), 1981, v.42, N5, p.711.

457. Dunning G.J., Lam J.F. Optical phase conjugation in saturable absorbers. - IEEE J. Quant.Electron., 1981, v.17, N12, pt. II, p.190.

458. Elci A., Rogovin D. Four-wave mixing and phase conjugation near the band edge. - Phys.Rev. B: Cond. Matter., 1981, v.24, N10, p.5796.

459. Ewart P., Ferguson A.L., O'Leary S.V. Degenerate four-wave mixing in excited states formed by collision assisted transitions. - Opt. Commun., 1981, v.40, N2, p.147.

460. Feldman B.J., Fisher R.A., Shapiro S.L. Ultraviolet phase conjugation. - Opt.Lett., 1981, v.6 p.84.

461. Fainman Y., Lenz E., Shamir J. Contouring by phase conjugation. - Appl.Opt., 1981, v.20, N1, p.158.

462. Feinberg J., Hellwarth R.W. Phase-conjugating mirror with continuous-wave gain: errata. - Opt.Lett., 1981, v.6, N5, p.257.

463. First phase conjugation of KrF laser is reported. - Laser Focus, 1981, v.17, N8, p.12.

464. Fischer B., Cronin-Golomb M., White J.O., Yariv A. Amplified reflection, transmission and self-oscillation in real-time holography. - Opt. Lett., 1981, v.6, N11, p.519.

465. Fisher R.A., Suydam B.R., Feldman B.J. Transient analysis of Kerr-like phase conjugators using frequency-domain techniques. - Phys. Rev. A: Gen.Phys., 1981, v.23, N6, p.3071.

466. Garibyan O.V., Kompanets I.N., Parfyonov A.V. e.a. Optical phase conjugation by microwatt power of reference waves via liquid crystal light ve. - Opt.Comm., 1981, v.38, N1, p.67.

467. Giuliano C.R. Applications of optical phase conjugation. - Phys. Today, 1981, v.34, N4, p.27.

468. Grynberg G. Effect of level degeneracy on pressure-induced extra resonance. - Opt.Comm., 1981, v.38, N5-6, p.439.

469. Guenter P. Coherent tight amplification and optical phase conjugation in photoconductive electro-optic materials. - Ferroelectrics, 1981, v.38, N1-4, p.980.

470. Hardy A. Sensitivity of phase-conjugate resonators to intracavity phase perturbation. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.QE-17, N8, p.1581.

471. Hermann J.P., Herrian J.P., Huignard J.P. Nanosecond four-wave mixing and holography in BSO($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) crystals. - Appl.Opt., 1981, v.20, N13, p.2173.

472. Hermann J.A., Elgin J.N., New J.H.C. Comment on phase evolution in two-photon amplifier systems. - Phys.Lett., 1981, v.85A, N4, p.217.

473. Hopf F.A., Tomita A., Liepmann T. Quality of phase conjugation in silicon. - Opt.Comm., 1981, v.37, N1, p.72.

474. Shockly R.C. Simplified theory of the impulse response of an optical degenerated four-wave mixing cell. - Opt.Comm., 1981, v.38, N3, p.221.

475. Hubbard J. Resolving power of time-reversed wave-front imaging devices. - JOSA, 1981, v.71, N8, p.1029.
476. Jabr S.N., Lam L.K., Hellwarth R.W. New component in degenerate four-wave mixing of optical pulses in sodium vapor. - Phys.Rev. A., 1981, v.24, N6, p.3264.
477. Jain R.K., Steel D.G. Large optical nonlinearities and CW degenerate four-wave mixing in HgCdTe. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.17, N12, pt. II, p.182.
478. Kawase Shuni, Saito Bun-ichi. Phase-conjugate optics by the stimulated backward scattering. - Nikhon butsuri chakkaisi, Butsuri, 1981, v.36, N10, p.748.
479. Khan M.A., Kruse P.W., Bennett R.L.H. Optical phase conjugation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ in the forward and reflective modes. - IEEE J.Quant. Electron., 1981, v.17, N12, pt. II, p.182.
480. Khan M.A., Bennett R.L., Kruse P.W. Bandgap-resonant optical phase conjugation in n-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ at $10.6 \mu\text{m}$. - Opt.Lett., 1981, v.6, N11, p.560.
481. Khoo I.C., Posstiff R., Zuang S.L. Non-linear optical diffraction and wave front conjugation in liquid crystal film. - IEEE J.Quant.Electron, 1981, v.17, N12, p.38.
482. Levenson M.D., Chiang K. Applications of phase conjugation to photolithography. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.17, N12, pt. II, p.192.
483. Levenson M.D., Johnson K.M., Hanchett V.C., Chiang K. Projection photolithography by wave-front conjugation. - JOSA, 1981, v.71, N6, p.737.
484. Lin C., Reed W.A., Pearson A.D., Shang H.-T. Phase matching in the minimum-chromatic-dispersion region of single-mode fibers for simulated four-photon mixing. - Opt.Lett., 1981, v.6, N10, p.493.
485. Lind R.C., Steel D.G. Demonstration of the longitudinal modes and aberration-correction properties of a continuous-wave dye laser with

a phase-conjugate mirror. - Opt.Lett., 1981, v.6, N11, p.554.

486. Lind R.C., Steel D.G., Lam J.F. Continuous-wave dye laser with a phase-conjugate mirror. - IEEE J.Quant.Electron., 1981, v.17, N12, pt. II, p.192.

487. Nilsen J., Gluck N.S., Yariv A. Narrow-band optical filter through phase-conjugation by nondegenerate four-wave mixing in sodium vapor. - Opt.Lett., 1981, v.6, N8, p.380: .

488. Nilsen J., Yariv A. A tunable narrow-band optical filter via phase conjugation by nondegenerate four-wave mixing in a doppler-broadened resonant medium. - Opt. Commun., 1981, v.39, N3, p.199.

489. Oughstun K.E. Intracavity adaptive optic compensation of phase aberrations. I: Analysis. - JOSA, 1981, v.71, p.862.

490. Oughstun K.E. Intracavity adaptive optic compensation of phase aberrations. II: Passive cavity study for a small N_{eg} resonator. - JOSA, 1981, v.71, N10, p.1180.

491. Pearson T.E. Adaptive optics: a state-of-the-art report. - Laser Focus, 1981, v.17, N9, p.53.

492. Pilipetsky N.F., Shkunov V.V. Narrow-band four-wave reflecting filter with frequency and angular tuning. - Opt.Comm., 1981, v.37, N3, p.217.

493. Pilipetsky N.F., Popovichev V.I., Ragulsky V.V. Comparison of the amplification coefficients of conjugate and non-conjugate waves in stimulated light scattering. - Opt.Comm., 1981, v.86A, N6,7, p.73.

494. Phase conjugation with barium titanate (CR, HCW to make a laser with a spatula). - Laser Focus, 1981, v.17, N12, p.18, 20, 22.

495. Saikan S., Wakata N. Configuration dependence of optical filtering characteristics in backward nearly degenerate four-wave mixing. - Opt.Lett., 1981, v.6, N6, p.281.

496. Shakir S.A. Zero-area optical pulse processing by degenerate four-wave mixing. - *Opt.Commun.*, 1981, v.40, N2, p.151.
497. Silberberg Y., Bar-Joseph I. Transient effects in degenerate four-wave mixing in saturable absorbers. - *IEEE J.Quant.Electron.*, 1981, v.17, N9, p.1967.
498. Silberberg Y., Bar-Joseph I. Low power phase conjugation in thin films of saturable absorbers. - *Opt.Commun.*, 1981, v.39, N4, p.265.
499. Smith P.W., Ashkin A., Tomlinson W.J. Four-wave mixing in an artificial Kerr medium. - *Opt.Lett.*, 1981, v.6, N6, p.284.
500. Steel D.G., Lind R.C. Multiresonant behavior in nearly degenerate four-wave mixing: the ac Stark effect. - *Opt.Lett.*, 1981, v.6, N12, p.587.
501. Steel D.G., Lam J.F. Saturation effects and inhomogeneous broadening in doppler-free degenerate four-wave mixing. - *Opt.Commun.*, 1981, v.40, N1, p.77.
502. Steel D.G., Lind R.C., Lam J.F., Dunning G.J. Degenerate four-wave mixing in resonant saturable material. - *IEEE J.Quant.Electron.*, 1981, v.17, N12, pt. II, p.180.
503. Steel D.G., Lind R.C., Lam J.F. Degenerate four-wave mixing in a resonant homogeneously broadened system. - *Phys.Rev. A.*, 1981, v.23, N5, p.2513.
504. Tocho J.O., Sibbett W., Bradley D.J. Thermal effects in phase-conjugation in saturable absorbers with picosecond pulses. - *Opt.Commun.*, 1981, v.37, N1, p.67.
505. Ye P., Shen Y.R. Four-wave mixing and optical-field-induced helical structure in liquid crystalline materials. - *Appl.Phys.*, 1981, v.25, N1, p.49.
506. Vanherzeele H., Van Eck J.L., Siegman A.E. Mode-locked laser oscillation using self-pumped phase-conjugate reflection. - *Opt.Lett.*, 1981, v.6, N10, p.467.
507. Vanherzeele H., Van Eck J.L. Pulse compression by intracavity degenerate four-wave

mixing. - Appl.Opt., 1981, v.20, N4, p.524.

508. Wagniere G. A theoretical analysis of three-wave mixing in an optically active medium. - Chem.Phys., 1981, v.54, N3, p.411.

509. Wilson T., Saldin D.K., Salymar L. A two-dimensional vectorial theory of degenerate four-wave mixing. - Opt.Comm., 1981, v.39, N1-2, p.11.

510. Woerdman J.P., Schnurmas M.F.H. Effect of saturation on the spectrum of degenerate four-wave mixing in atomic sodium vapor. - Opt.Lett., 1981, v.6, N5, p.239.

1982

511. Agrawal G.P., Boulnois J.-L. Waveguide resonators with a phase-conjugate mirror. - Opt. Lett., 1982, v.7, N4, p.159.

512. Agrawal G.P. Phase conjugation and probe gain in bichromatically pumped two-photon resonant systems. - Appl.Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.259.

513. Agarwal G.S., Friberg A.T., Wolf E. Effect of backscattering in phase conjugation with weak scatterers. - JOSA, 1982, v.72, N7, p.861.

514. Agarwal G.S., Wolf E. Theory of phase conjugation with weak scatterers. - JOSA, 1982, v.72, N3, p.321.

515. Belanger P.A. Phase conjugation and optical resonators. - Opt.Eng., 1982, v.21, N2, p.266.

516. Bloch D., Raj R.K., Ducloy M. Polarization properties of phase-conjugate mirrors. - Appl.Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.155.

517. Bigio I.J., Slatkine M., Feldman B.J., Fisher R.A. Highly efficient phase conjugation of an XeF laser via stimulated Brillouin scattering. - Appl.Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.156.

518. Borshch A., Brodin M., Volkov V., Kukhtarev N. Optical bistability and hysteresis in phase conjugation by degenerate six-photon mixing. - Opt.Comm., 1982, v.41, N3, p.213.

519. Boulnois J.-L., Agrawal G.P. Mode discrimination and coupling losses in rectangular-waveguide resonators with conventional and phase-conjugate mirrors. - JOSA, 1982, v.72, N7, p.853.

520. Buck J.A., Diens A., Whinnery J.R. Tunable phase conjugate signal generation through two-frequency four-wave mixing in an organic dye. - Appl.Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.157.

521. Chang T.Y., Naylor D.L., Hellwarth R.W. Continuous wave multi-color phase conjugation. - Appl.Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.156.

522. Damzen M.J., Hutchinson M.H.R. A study of laser pulse compression and phase conjugation by SBS. - Appl.Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.159.

523. Ducloy M., Bloch D. Theory of degenerate four-wave mixing in resonant Doppler-broadened media II. Doppler-free heterodyne spectroscopy via collinear four-wave mixing in two- and three-level systems. - J.Phys. (France), 1982, v.43, N1, p.57.

524. Ducloy M., Raj Rama K., Bloch D. Polarization characteristics of phase-conjugate mirrors obtained by resonant degenerate four-wave mixing. - Opt.Lett., 1982, v.7, N2, p.60.

525. Dunning G.J., Steel D.G. Effects of unequal pump intensity in resonantly enhanced degenerate four-wave mixing. - IEEE J.Quant. Electron., 1982, v.18, N1, p.3.

526. Ferrier J.L., Wu Z., Nguyen Phu X., Rivoire G. Four-wave mixing in the picosecond range: intensities, durations, wave front reconstruction. - Opt.Comm., 1982, v.41, N3, p.207.

527. Ferrier J.L., Wu Z., Gazengel J. e.a. Backward scattering in the picosecond range: generation and geometrical conditions for wave front reconstruction. - Opt.Comm., 1982, v.41, N2, p.135.

528. Fischer B., Cronin-Golomb M., White J.O., Yariv A. Amplifying continuous wave phase conjugate mirror with strontium barium niobate. - Appl.Phys.Lett., 1982, v.40, N10, p.863.

529. Fischer B., Cronin-Golomb M., White J.O., Yariv A. Theory and experiments of optical oscillators and phase conjugate mirrors with gain based on four-wave mixing in photorefractive media. - Appl.Phys. B., 1982, v.B28, N2/3, p.162.

530. Gower M.C. A phase conjugate Brillouin mirror for a KrF laser. - Appl.Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.158.

531. Gower M.C., Caro R.G. KrF laser with a phase-conjugate Brillouin mirror. - Opt.Lett., 1982, v.7, N4, p.162.

532. Günter P.N. Electric-field dependence of phase-conjugate wave-front reflectivity in reduced KNbO₃ and Bi₁₂GeO₂₀. - Opt.Lett., 1982, v.7, N1, p.10.

533. Günter P. Coherent light amplification and optical phase conjugation in photoconductive electro-optic materials. - Ferroelectrics, 1982, v.40, N1/2, p.43.

534. Hardy A., Hochhauser S. Phase-conjugate resonators with intracavity amplitude perturbations. - Appl.Opt., 1982, v.21, N6, p.1118.

535. Hardy A., Hochhauser S. Higher-order modes of phase conjugate resonators. - Appl. Opt., 1982, v.21, N13, p.2330.

536. Hardy A., Belanger P.A., Siegman A.F. Orthogonality properties of phase-conjugate optical resonators. - Appl.Opt., 1982, v.21, N6, p.1122.

537. Hegarty J., Sturge M.D., Gossard A.C., Viegmann W. Resonant degenerate four-wave mixing in GaAs multiquantum well structures. - Appl.Phys.Lett., 1982, v.40, N2, p.132.

538. Hellwarth R.W. Optical beam phase conjugation by stimulated backscattering. - Opt.Eng., 1982, v.21, N2, p.257.

539. Hellwarth R.W. Optical-beam phase conjugation by four-wave mixing in waveguide. - Opt.Eng., 1982, v.21, N2, p.263.

540. Hogge Ch.B., Butts R.R. Effects of using different wavelengths in wave-front sensing and correction. - JOSA, 1982, v.72, N5, p.606.

541. Hon D.T. Applications of wavefront reversal by stimulated Brillouin scattering. - Opt. Eng., 1982, v.21, N2, p.252.

542. Ja Y.H. Phase-conjugate wavefront generation via four-wave mixing in $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystals - reflection hologram type. - Opt. Commun., 1982, v.41, N3, p.159.

543. Jain R.K. Degenerate four-wave mixing in semiconductors: application to phase conjugation and to picosecond-resolved studies of transient carrier dynamics. - Opt. Eng., 1982, v.21, N2, p.199.

544. Khoo I.-C., Zuang S.L. Wave front conjugation in nematic liquid crystal films. - IEEE J. Quant. Electron., 1982, v.18, N2, p.246.

545. Khan M.A., Kruse P.W., Ready J.F. Optical phase conjugation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. - Opt. Lett., 1980, v.5, N6, p.261.

546. Kroll M. Saturation spectroscopy and resonant degenerate four-wave mixing in Hg at 546.1 nm. - Opt. Lett., 1982, v.7, N4, p.151.

547. Kruse P.W., Khan M.A. Mechanisms of optical phase conjugation in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. - Appl. Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.95.

548. Lam J.F. Doppler-free laser spectroscopy via degenerate four-wave mixing. - Opt. Eng., 1982, v.21, N2, p.219.

549. Lind R.C., Steel D.G., Dunning G.J. Phase conjugation by resonantly enhanced degenerate four-wave mixing. - Opt. Eng., 1982, v.21, N2, p.190.

550. Li Fu-Li, Hermann J.A., Elgin J.N. Effects of two-photon optical bistability upon conjugation. - Opt. Commun., 1982, v.40, N6, p.446.

551. Lu M., Sargent M. Effects of signal detuning on two-photon phase conjugation. - Appl. Phys. B, 1982, v.B28, N2/3, p.255.

552. O'Meara T.R., Yariv A. Time-domain signal processing via four-wave mixing in nonlinear delay lines. - Opt. Eng., 1982, v.21, N2, p.237.

553. O'Meara T.R. Applications of nonlinear phase conjugation in compensated active imaging. - Opt.Eng., 1982, v.21, N2, p.231.
554. O'Meara T.R. Compensation of laser amplifier trains with nonlinear conjugation techniques. - Opt.Eng., 1982, v.21, N2, p.243.
555. Otsuka K. Phase conjugate reflection-induced spiking oscillation in multimode LiNdP₄O₁₂ laser. - Appl.Opt., 1982, v.21, N4, p.744.
556. Pepper D.M. Nonlinear optical phase conjugation. - Laser Focus, 1982, v.18, N1, p.71.
557. Pepper D.M. Nonlinear optical phase conjugation. - Opt.Eng., 1982, v.21, N2, p.156.
558. Rivoire G., Sokolovskaya A. Phase conjugation and image reconstruction in stimulated scatterings. - Opt.Comm., 1982, v.42, N2, p.138.
559. Shao-Min W., Weber H. A spherical resonator equivalent to arbitrary phase-conjugate resonators. - Opt.Comm., 1982, v.41, N5, p.360.
560. Saikin S. Polarization and angular-momentum dependences of degenerate backward four-wave mixing in atomic lines. - JOSA, 1982, v.72, N4, p.514.
561. Shockley R.C. Optical pulse chirp modification in degenerate four-wave mixing at finite pump powers. - Appl.Phys.Lett., 1982, v.40, N11, p.930.
562. Sibbett W., Taylor J.R. Phase-conjugate reflection through degenerate four-wave mixing in gallium phosphide. - Opt.Quant.Electron., 1982, v.14, N1, p.31.
563. Slatkin M., Bigio I.J., Feldman B.J., Fisher R.A. Efficient phase conjugation of an ultraviolet XeF laser beam by stimulated Brillouin scattering. - Opt.Lett., 1982, v.7, N3, p.108.
564. Steel D.G., McFarlane R.A., Lam J.F. Pressure induced effects on CW degenerate and nearly degenerate four-wave mixing. - Appl. Phys. B, 1982, v.28B, N2/3, p.160.

565. Suydam B.R., Fisher R.A. Transient response of Kerr-like phase conjugators: A review. - *Opt.Eng.*, 1982, v.21, N2, p.184.

566. Ujihara K. Four-wave mixing and two-dimensional phase conjugation of surface plasmons. - *Opt.Commun.*, 1982, v.42, N1, p.1.

567. Vorobiev N.S., Ruddock I.S., Illingworth R. Generation of picosecond phase conjugate pulses using CW mode-locked lasers. - *Opt.Commun.*, 1982, v.41, N3, p.216.

568. Yariv A., Koch T.L. One-way coherent imaging through a distorting medium using four-wave mixing. - *Opt.Lett.*, 1982, v.7, N3, p.113.

569. Watkins D.E., Phipps C.R., Jr., Thomas S.J. Observation of amplified reflection through degenerate four-wave mixing at CO₂ laser wavelengths in germanium. - *Opt.Lett.*, 1981, v.6, N2, p.76.

570. Wexler B.L., Palumbo L.J., Reintjes J., Djen N. Degenerate four-wave mixing in a XeCl amplifier. - *Appl.Phys. B*, 1982, v.28B, N2/3, p.159.

571. White J., Yariv A. Spatial information processing and distortion correction via four-wave mixing. - *Opt.Eng.*, 1982, v.21, N2, p.224.

572. Wolf E., Carter W.H. Comments on the theory of phase-conjugate waves. - *Opt.Commun.*, 1982, v.40, N6, p.397.

573. Yariv A. Reply to the paper "Comments on the theory of phase-conjugated waves", by E.Wolf and W.H.Carter. - *Opt.Commun.*, 1982, v.40, N6, p.401.

574. Zhong Quan-da. Doubly degenerate four-wave mixing in plasma. - *Chinese Physics*, 1982, v.2, N1, p.141.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
В.И.Беспалов, Г.А.Пасманик. Современные тенденции в исследованиях ОВФ излучения в нелинейных средах.....	5

ОВФ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Н.Г.Басов, В.И.Ковалев, Ф.С.Файзуллов. Обращение волнового фронта в среднем ИК-диапазоне длин волн	18
А.А.Бетин, Д.А.Горячкин, А.И.Дятлов, И.Г.Забродин, В.П.Калинин, Л.В.Ковальчук, И.А.Комин, С.В.Кулагин, С.Н.Кулагина, Н.Д.Миловский, О.В.Митропольский, И.Б.Михайлов, Л.В.Парамонов, И.М.Петрова, И.А.Романов, В.Е.Шерстобитов. Особенности работы двухпроходowego СО ₂ -усилителя с ОВФ-зеркалом...	40
Ф.В.Бункин, Д.В.Власов, Ю.А.Кравцов. Обращение волнового фронта в акустике.....	63
А.Л.Гюламирян, Б.Я.Зельдович, А.В.Мамаев, Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Шкунов. Четырехволновое обращение фронта с селекцией и управлением сигналом.....	91
Ю.И.Кучеров, С.А.Лесник, М.С.Соскин, А.И.Хижняк. Попутное четырехпучковое взаимодействие в инерционных средах.....	111

ОВФ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ

Н.Г.Басов, И.Г.Зубарев. Вынужденное рассеяние и обращение волнового фронта составных световых пучков	122
--	-----

К.В.Грацианов, В.И.Крыжановский, В.В.Любимов, А.А.Мак, В.Г.Панков, В.А.Серебряков, А.И.Степа- нов, В.Е.Яшин. Исследование точности обращения волнового фронта при ВРМБ.....	143
В.Г.Сидорович. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии некогерентного оптичес- кого излучения.....	160
В.Н.Белоусов, Л.А.Большов, Н.Г.Ковальский, Ю.К.Низиенко. О тонкой структуре спектров вы- нужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна при обращении волнового фронта.....	176
Рисунки-вклейки.....	183
Библиографический перечень.....	191

УДК 535.375

Современные тенденции в исследованиях ОВФ излучения в нелинейных средах. Беспалов В. И., Пасманик Г. А. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.5.

Дан обзор тенденций в исследованиях ОВФ излучения в нелинейных средах. Кратко обсуждаются условия, необходимые для осуществления ОВФ, возможности продвижения в новые диапазоны, пути увеличения коэффициента отражения и чувствительности ОВФ-зеркал, а также особенности ОВФ в средах с сильной нелинейностью. Рассмотрены также некоторые возможности использования ОВФ для решения научных и прикладных задач. Список лит. 84 назв.

УДК 621.373.826

Обращение волнового фронта в среднем ИК-диапазоне длин волн. Басов Н. Г., Ковалев В. И., Файзуллоев Ф. С. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.18.

Дан обзор работ, посвященных исследованиям в области ОВФ излучения лазеров, работающих в среднем ИК-диапазоне длин волн. Рассмотрены различные механизмы нелинейного ЧВ, позволяющие получать высокие значения эффективности отражения в обращенную волну при мощности излучения ИК-лазеров от долей ватта (в непрерывном режиме) до сотен мегаватт (в коротких импульсах). Проанализированы особенности ОВФ отражения в ряде нелинейных сред, точность обращения, спектральные и поляризационные свойства ОВФ при ЧВ зеркал, их динамический диапазон. Ил.8, список лит. 47 назв.

УДК 621.373.826

Особенности работы двухпроходowego CO₂-усилителя с ОВФ-зеркалом. Бетин А. А., Горячкин Д. А., Дятлов А. И., Забродин И. Г., Калинин В. П., Ковальчук Л. В., Комин И. А., Кулагин С. В., Кулагина С. Н., Миловский Н. Д., Митропольский О. В., Михайлов-И. Б., Парамонов Л. В., Петров И. М., Романов И. А., Шерстобитов В. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в не-

линейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.40.

Выполнен аналитический и численный анализ энергетических и пространственных характеристик излучения двухпроходowego усилителя с идеальным ОВФ-зеркалом в условиях насыщения активной среды. Приведены результаты экспериментального исследования двухпроходowego фотонионизационного CO_2 -усилителя с четырехволновым ОВФ-зеркалом. Впервые при четырехволновом преобразовании излучения CO_2 -лазера в элегазе получен коэффициент отражения в обратную волну по энергии, превышающий единицу. Ил 10, список лит. 16 назв.

УДК 535.375

Обращение волнового фронта в акустике. Б у н к и н Ф. В., В л а с о в Д. В., К р а в ц о в Ю. А., - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.63.

Исследованы физические механизмы ОВФ звука. Изучены голографические и параметрические методы ОВФ в акустике. Кратко обсуждаются приложения звуковых ОВФ-зеркал. Ил.9, список лит.12 назв.

УДК 535.375

Четырехволновое обращение фронта с селекцией и управлением сигналом. Г ю л а м и р я н А.Л., З е л ь д о - в и ч Б. Я., М а м а е в А. В., П и л и п е ц к и й Н. Ф., Ш к у н о в В. В. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.91.

Дан обзор различных методов управления направлением, пространственной структурой, частотой и методов частотно-угловой селекции при ОВФ в четырехволновом смешении. Освещаются прикладные задачи, для решения которых управление и селекция необходимы. Найдена связь между оптимальными частотой и направлением распространения сигнала, а также эффективная ширина частотно-углового ОВФ-фильтра в инерционных и безынерционных средах. Изложены результаты имеющихся в этой области экспериментов. Ил.4, список лит. 38 назв.

УДК 535.071.83

Попутное 4-пучковое взаимодействие в инерционных средах. К у ч е р о в Ю. И., Л е с н и к С. А., С о с - к н и н М. С., Х и ж н я к А. И. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.111.

Теоретически и экспериментально исследовано взаимодействие 4 некопланарных и неколлинеарных пучков, распространяющихся в попутном направлении в среде с инерционной кубической нелинейностью. Обсуждается применение ПЧПВ для обращения волнового фронта световых пучков. Путем численного решения уравнений показано, что при нелинейных фазовых набегках до π процесс ПЧПВ выходит на стационарный режим. Стационарные решения выражаются через функции Якоби.

Экспериментально исследовано ПЧПВ в поглощающих растворах красителей. При длительности импульса большей времени релаксации динамических голограмм наблюдается сокращение длительности импульса комплексно-сопряженной волны. Промонстрировано наличие оптимальной прозрачности поглотителя. Определена угловая селективность ПЧПВ. Показано, что в растворах просветляющихся красителей эффективность динамических голограмм зависит от контраста интерференционной картины. При просветлении раствора красителя как в максимумах, так и в минимумах интерференционной картины эффективность записи динамических голограмм за счет тепловыделения резко падает. Ил.5, список лит.8 назв.

УДК 535.375

Вынужденное рассеяние и обращение волнового фронта составных световых пучков. Б а с о в Н. Г., З у б а - р е в И. Г. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.122.

Дан обзор методов ОВФ оптического излучения, состоящего из набора световых пучков. Выявлены основные особенности, характерные для процесса ОВФ излучения с малым числом поперечных мод при ВРМБ. Ил.6, список лит. 7 назв.

УДК 535.36

Исследование точности обращения волнового фронта при ВРМБ. Г р а ц и а н о в К. В., К р ы ж а н о в с к и й В. И., Л ю б и м о в В. В., М а х А. А., П а в к о в В. Г.,

Серебряков В. А., Степанов А. И., Яшин В. Е. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 143.

Экспериментально исследована точность ОВФ при ВРМБ в различных нелинейных средах для пространственно-однородных и неоднородных световых пучков с различными фазовыми неоднородностями. Определено влияние других нелинейных эффектов (пробоя и нелинейной селекции спектра пространственных частот), а также нестационарности ВРМБ на качество ОВФ. Ил.7, список лит. 17 назв.

УДК 535.36

Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии некогерентного оптического излучения. Сидорович В. Г. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.160.

Разработана теория быстрого действия ОВФ-зеркала на основе ВРМБ. Определены условия, при которых ВРМБ-зеркало отражает с ОВФ некогерентное оптическое излучение. Ил.4, -список лит. 27 назв.

УДК 535.375

О тонкой структуре спектров вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна при обращении волнового фронта. Белоусов В. Н., Большов Л. А., Ковальский Н. Г., Низиенко Ю. К. - В кн.: Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.176.

Представлены результаты интерферометрических исследований спектральных характеристик обращенной и необращенной компонент вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Обнаружено, что ширина линии обращенной компоненты ВРМБ при монохроматической накачке определяется длительностью импульса ВР. Спектр необращенной компоненты ВРМБ состоит из отдельных линий с шириной, сравнимой с шириной линии возбуждающего излучения. Число отдельных линий, их относительная интенсивность и положение в спектре зависят от поперечной координаты пучка ВР и не воспроизводятся в последовательных "вспышках". Обсуждаются возможные механизмы уширения спектра. Ил.6, список лит. 17 назв.