

## О фазировке независимых лазерных каналов при ударном возбуждении ВРМБ

А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов

*Экспериментально показано, что для фазировки независимых лазерных каналов при ударном возбуждении ВРМБ необходимо обеспечить стабильность разности длин плеч схемы, как в классическом интерферометре Майкельсона. Предложена и экспериментально реализована схема с автоматической компенсацией флуктуаций длин плеч интерферометра, что позволило осуществить стабильную фазировку двух лазерных каналов в стандартных лабораторных условиях.*

**Ключевые слова:** фазировка независимых лазерных каналов, ударное возбуждение ВРМБ, интерферометрическая методика.

Фазировка независимых лазерных каналов привлекает большое внимание исследователей, поскольку позволяет получать излучение с повышенной мощностью при сохранении оптического качества суммарного пучка. Большинство экспериментальных работ посвящено фазировке непрерывных одномодовых волоконных лазеров (см., напр., [1–3]). Связано это с тем, что в таких системах в каждом канале можно установить независимый фазовый модулятор и с помощью цепей обратных связей управлять фазой каждого канала. Главные проблемы при этом заключаются в разработке эффективных алгоритмов сравнения фаз различных каналов и в быстродействии цепей обратных связей. Как показывают эксперименты [1–3], время быстродействия систем меняется от десятков миллисекунд до десятков микросекунд. Тем самым указанные системы управления фазой не могут быть использованы в наносекундных лазерных системах.

В процессе развития работ по обращению волнового фронта (ОВФ) лазерного излучения были предложены методы фазировки импульсных лазерных каналов [4, 5], основным недостатком которых считалась необходимость сводить излучения всех каналов в один активный объём для взаимной фазировки. Это ограничивало число каналов, используемых для фазировки. Тем не менее в работе [5] экспериментально были сфазированы девять импульсных каналов.

В работе [6], опубликованной в 2005 г., был предложен и экспериментально реализован метод фазировки независимых импульсных лазерных каналов. И хотя экспериментально метод был реализован для двух каналов, по своей сути он допускал масштабирование на произвольное число каналов. Затем авторы [6] с использованием этого подхода опубликовали серию работ, где были описаны проекты мощных лазерных систем для лазерного термоядерного синтеза [7–9]. Однако в мощных лазер-

ных системах условия реализации подобного метода фазировки каналов могут сильно отличаться от имевших место в работе [6]. Исследованию области реализации данного метода фазировки независимых каналов, а также факторов, которые могут воспрепятствовать его применению в мощных лазерных системах, посвящена настоящая работа.

Интерпретация авторами [6–9] наблюдавшегося ими эффекта показала нам неполной и неубедительной. Поэтому мы теоретически исследовали эту задачу и установили, что физическим механизмом фазировки волн является ударное возбуждение ВРМБ [10]. Этот процесс поясняет рис.1. Излучение накачки с интенсивностью  $I_p$  проходит через кювету с активным ВРМБ-веществом и затем фокусируется сферическим зеркалом назад (так называемая схема с обратной фокусировкой, примененная в работе [6]). Если входная волна плоская, то в области фокальной перетяжки имеет место интерференция двух плоских волн с одинаковыми частотами и в результате электрострикции возникает стационарная решётка плотности среды. Эта решётка является нерезонансной для процесса ВРМБ и никакой роли не играет. Однако если импульс накачки имеет достаточно короткий передний фронт, то кроме стационарной нерезонансной решётки ударно возбуждаются две резонансные акустические волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Частоты и волновые векторы этих волн удовлетворяют резонансному процессу ВРМБ для данной среды, и волны затухают со временем жизни соответствующих акустических фононов.

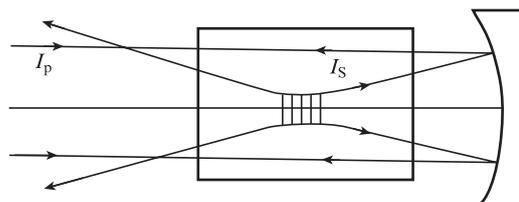


Рис.1. Схема ВРМБ-зеркала в геометрии обратной фокусировки:  $I_p$  – интенсивность излучения накачки;  $I_s$  – интенсивность стоксова излучения; в прифокальной области обе волны накачки можно считать плоскими.

А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: efimkov@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 19 июня 2015 г., после доработки – 30 июля 2015 г.

Табл.1.

Вещество	$T_2$ (нс)	$\Omega$ (ГГц)	$1/(\Omega T_2)$
Хе ( $p = 40$ атм)	35	0.32	0.089
CS <sub>2</sub>	6.4	3.76	0.042
Ацетон	2.0	2.67	0.19
TiCl <sub>4</sub>	1.5	3	0.22
CCl <sub>4</sub>	0.6	2.76	0.6
Фреон FC-75	0.9	1.34	0.83

Фазы этих акустических волн определяются фазами плоских волн накачек. При этом фазировка волн имеет случайный характер и реализуется только тогда, когда амплитуда ударно возбуждённых акустических волн оказывается больше амплитуды спонтанно генерируемых акустических колебаний, вызванных тепловыми флуктуациями среды и имеющих случайные фазы [10].

Как показали расчёты [10], входной лазерный импульс должен иметь достаточно короткий передний фронт длительностью  $\tau_f$ , удовлетворяющей условию  $\tau_f < 3T_2$ , где  $T_2$  – время жизни акустических фононов среды. Кроме того, амплитуда ударно возбуждённых акустических волн должна быть пропорциональна  $1/(\Omega T_2)$ , где  $\Omega$  – частота гиперзвука. Критические параметры часто используемых активных ВРМБ-сред на частоте излучения неодимового лазера (длина волны накачки  $\lambda_p = 1.064$  мкм) приведены в табл.1. Видно, что с точки зрения первого критерия  $\tau_f < 3T_2$  самое оптимальное вещество – сжатый ксенон. Однако по совокупности обоих критических параметров более оптимальной средой является фреон FC-75. Следует отметить, что авторы работы [6] в своих экспериментах использовали именно фреон FC-75.

Экспериментально была исследована возможность фазировки двух независимых лазерных каналов. Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Входное излучение накачки с интенсивностью  $I_p$  проходит через поляризатор 1 и развязку Фарадея 2. Стеклопластина 3 отражает часть излучения на калориметр 4 (для измерения энергии накачки) и фотодиод 5 (для измерения формы импульса накачки). Полупрозрачное зеркало 6 (стеклянный клин с углом при вершине 2° и диэлектрическим напылением (коэффициент отражения  $R \approx 0.5$ ) на одной поверхности и просветлением на другой) делит пучок на две равные по энергии части. Прошедший и отражённый пучки направляются четырьмя стеклянными призмами в кювету 7 с активной ВРМБ-средой. Для абсо-

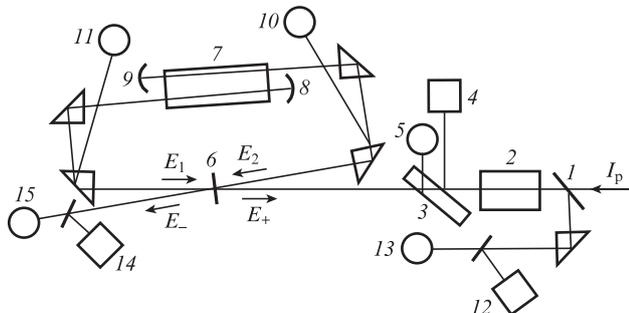


Рис.2. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – поляризатор; 2 – развязка Фарадея с кварцевой 45-градусной пластинкой; 3 – стеклянная пластина; 4, 12, 14 – калориметры; 5, 10, 11, 13, 15 – фотодиоды; 6 – полупрозрачное зеркало; 7 – кювета с активной ВРМБ-средой; 8, 9 – плотные вогнутые зеркала с фокусным расстоянием 250 мм.

лютной идентичности оптических свойств ОВФ-зеркал в обоих каналах эксперименты проводились с одной кюветой. Вышедшие из кюветы пучки фокусируются точно в обратном направлении двумя вогнутыми зеркалами – 8 и 9. Фокусное расстояние зеркал составляло 25 см, их расстояние от кюветы – около 8 см. Длины оптических путей от полупрозрачного зеркала до фокусов зеркал 8 и 9 (длины плеч интерферометра) составляли  $l_{1,2} = 208 \pm 3$  мм ( $\Delta l = l_1 - l_2 = 0.6$  см). Формы стоксовых импульсов, сформировавшихся в фокальных перетяжках зеркал 8 и 9 и распространяющихся навстречу своим сфокусированным пучкам накачки, измерялись фотодиодами 11 и 10 соответственно. Импульсы со всех фотодиодов подавались на входы скоростных цифровых осциллографов.

На зеркале 6 стоксовы пучки с напряженностями полей  $E_1$  и  $E_2$  интерферируют между собой. Результат интерференции определяется разностью фаз  $\Delta\varphi$  этих полей. Если  $\Delta\varphi$  близко к нулю, пучки, складываясь, следуют в направлении волны  $E_+$ , обратном направлению распространения входного излучения накачки ( $I_p$ ). При прохождении через развязку Фарадея плоскость поляризации поворачивается на 90° и излучение отражается поляризатором 1 на калориметр 12 и фотодиод 13. Если  $\Delta\varphi \approx \pi$ , пучки, складываясь, следуют в направлении волны  $E_-$ , и это излучение измеряется калориметром 14 и фотодиодом 15. Параметром синфазности стоксовых пучков, определяющим степень близости  $\Delta\varphi$  к нулю, служит величина  $\eta = |E_+|^2 / (|E_+|^2 + |E_-|^2)$ , где  $|E_+|^2$  и  $|E_-|^2$  пропорциональны энергиям излучений, измеряемым калориметрами 12 и 14 соответственно. Подчеркнем, что для суммирования излучений двух стоксовых каналов необходимо, чтобы  $\Delta\varphi$  было равно нулю или  $\pi$  в зависимости от схемы суммирования. Если  $\Delta\varphi = 0$ , то  $|E_-|^2 = 0$  и  $\eta = 1$ . Если  $\Delta\varphi = \pi$ , то  $|E_+|^2 = 0$  и  $\eta = 0$ . Если фазировка в каналах отсутствует, то коэффициент деления отражённой энергии на зеркале 6 будет хаотически изменяться от импульса к импульсу, причём, как выяснилось в процессе экспериментов, этот коэффициент может изменяться и в пределах длительности одного импульса.

Для прямого наблюдения подобной динамики мы разработали методику измерения зависимости разности фаз излучений, отражённых в двух независимых плечах интерферометра (рис.2), от времени. Амплитуду стоксовой волны из канала зеркала 8 обозначим как  $E_1(t)\exp[i\varphi_1(t)]$ , а из канала зеркала 9 – как  $E_2(t)\exp[i\varphi_2(t)]$ . Исходя из известных формул Френеля для отражённых на границе двух сред и прошедших через неё волн, согласно которым при отражении от оптически более плотной среды происходит сдвиг фазы излучения на  $\pi$ , а при отражении от оптически менее плотной среды этого не происходит, имеем для  $E_+$  и  $E_-$  выражения

$$\begin{aligned}
 |E_+(t)|^2 &= (1 - R)|E_1(t)|^2 + R|E_2(t)|^2 \\
 &+ 2\sqrt{(1 - R)|E_1(t)|^2} \sqrt{R|E_2(t)|^2} \cos[\Delta\varphi(t) - 2\pi], \\
 |E_-(t)|^2 &= R|E_1(t)|^2 + (1 - R)|E_2(t)|^2 \\
 &+ 2\sqrt{R|E_1(t)|^2} \sqrt{(1 - R)|E_2(t)|^2} \cos[\Delta\varphi(t) - \pi],
 \end{aligned}$$

где  $\Delta\varphi(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t)$ ;  $R$  – коэффициент отражения зеркала 6. Эти выражения справедливы для зеркала без по-

терь на поглощение, причём излучение накачки испытывает внешнее отражение от зеркальной поверхности, при котором оно падает на отражающую поверхность зеркала. При внутреннем отражении, когда отражающая поверхность является выходной поверхностью зеркала, в первом выражении член  $2\pi$  отсутствует.

Из приведённых выражений следует, что  $|E_+(t)|^2 + |E_-(t)|^2 = |E_1(t)|^2 + |E_2(t)|^2$ . Считая  $R = 0.5$  и упрощая выражения, получаем

$$|E_+(t)|^2 = 0.5 |E_1(t)|^2 + 0.5 |E_2(t)|^2 + \sqrt{|E_1(t)|^2 |E_2(t)|^2} \cos[\Delta\varphi(t)],$$

$$|E_-(t)|^2 = 0.5 |E_1(t)|^2 + 0.5 |E_2(t)|^2 - \sqrt{|E_1(t)|^2 |E_2(t)|^2} \cos[\Delta\varphi(t)].$$

При  $|E_1(t)|^2 = |E_2(t)|^2$  для  $\Delta\varphi(t)$  имеем

$$\Delta\varphi(t) = \arccos \{ [|E_+(t)|^2 - |E_-(t)|^2] [|E_+(t)|^2 + |E_-(t)|^2]^{-1} \}.$$

Таким образом, сравнивая формы импульсов, измеренные скоростными фотодиодами 13 и 15, мы можем определить зависимость  $\Delta\varphi(t)$ . При  $R \neq 0.5$  и  $|E_1(t)|^2 \neq |E_2(t)|^2$  необходимо применять более сложные выражения.

Сначала в качестве активной среды мы использовали сжатый Хе при давлении  $p = 42$  атм. Длительность лазерного импульса при этом равнялась 45 нс (длительность импульса  $P_p$  задающего генератора на рис.3,а). Поскольку для сжатого Хе время жизни акустических фононов  $T_2 = 35$  нс (см. табл.1), то выполняется условие  $\tau_f \leq T_2$ .

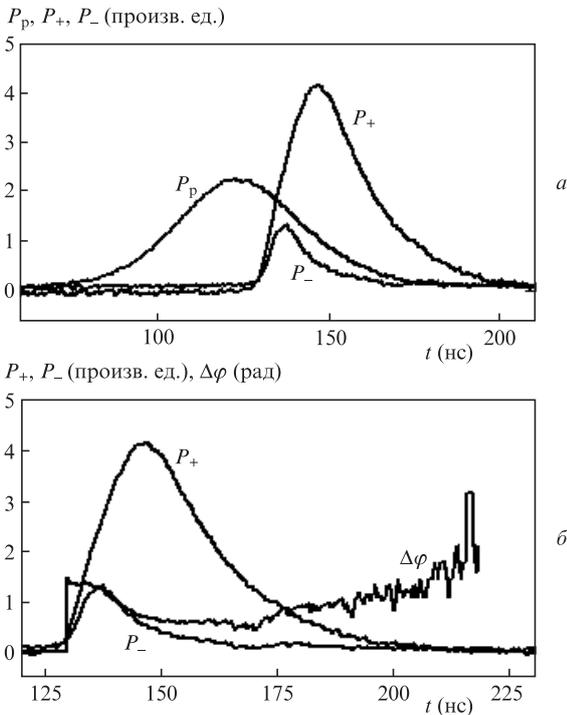


Рис.3. Осциллограммы импульса накачки  $P_p$ , стоксовых импульсов  $P_+$  и  $P_-$ , соответствующих волнам  $E_+$  и  $E_-$  на рис.2 (а), а также стоксовых импульсов  $P_+, P_-$  (площади этих импульсов пропорциональны их энергиям) и рассчитанная по ним разность фаз  $\Delta\varphi$  (б).

Осциллограммы импульсов  $P_+$  и  $P_-$  (т.е.  $|E_+(t)|^2$  и  $|E_-(t)|^2$ ), зарегистрированные фотодиодами 13 и 15 соответственно, а также зависимости  $\Delta\varphi(t)$  приведены на рис.3. В данном случае параметр синфазности  $\eta = 157(157 + 32) = 0.83$  (энергии даны в относительных единицах). В течение импульса накачки происходит изменение разности фаз  $\Delta\varphi(t)$  (см. рис.3,б), ввиду чего импульс  $P_-$  имеет меньшую по полувысоте длительность. К концу импульса накачки флуктуации зависимости  $\Delta\varphi(t)$  увеличиваются вследствие того, что флуктуации амплитуд стоксовых импульсов становятся сравнимыми с их амплитудами. Измерения в серии импульсов (интервал между импульсами  $\sim 10$  мин) показали, что параметр синфазности изменяется в широких пределах:  $0 < \eta < 1$ . Кроме того, может иметь место изменение фазы в течение импульса.

Затем с помощью нелинейных преобразований длительность переднего фронта импульса накачки была уменьшена до  $\tau_f \approx 10$  нс ( $P_p$  на рис.4,а), а в качестве активной среды использовали фреон FC-75. В этой серии импульсов параметр синфазности также изменялся в широких пределах ( $\eta \approx 0.4$  для импульса на рис.4). Выходящие из кюветы стоксовы импульсы  $P_1$  и  $P_2$  (рис.4,б) регистри-

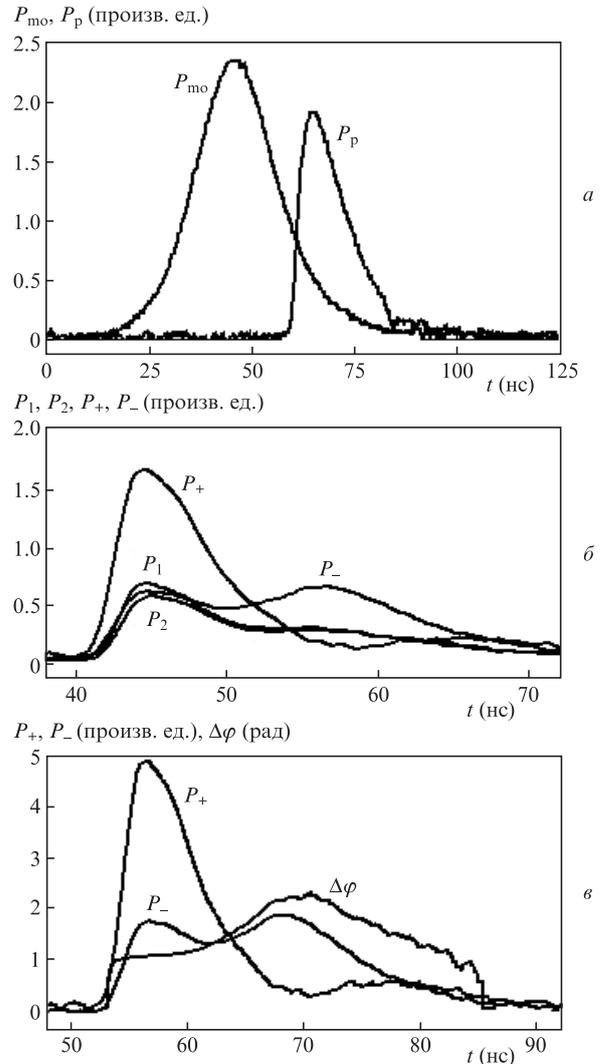


Рис.4. Осциллограммы импульса задающего генератора  $P_{mo}$  и импульса накачки ВРМБ-зеркал  $P_p$  (а), стоксовых импульсов (импульсы  $P_1$  и  $P_2$  соответствуют волнам  $E_1$  и  $E_2$  на рис.2) (б), а также стоксовых импульсов  $P_+, P_-$  (площади этих импульсов пропорциональны их энергиям) и рассчитанная по ним разность фаз  $\Delta\varphi$  (в).

ровались фотодиодами 11 и 10. Существенно разные формы импульсов  $P_+$  и  $P_-$  свидетельствуют об изменении разности фаз  $\Delta\varphi$  в течение импульсов (рис.4,б).

Наконец, мы использовали электрооптический затвор (ячейку Поккельса), чтобы уменьшить длительность переднего фронта импульса накачки до  $\tau_f \leq 2$  нс (рис.5,а), а активной средой по-прежнему служил FC-75. И в этих условиях параметр синфазности изменялся от импульса к импульсу в широких пределах ( $\eta \approx 0.3$  для импульса на рис.5), а в течение импульсов имело место изменение  $\Delta\varphi$  (рис.5,б).

Эти результаты показывают, что схема фазировки двух независимых каналов с ВРМБ-зеркалами по существу представляет собой классический интерферометр Майкельсона. Разность фаз стоксовых волн при обратном сложении на делительном зеркале б при этом определяется выражением  $\Delta\varphi = k\Delta l$ , где  $k$  – волновое число, а  $\Delta l$  – оптическая разность длин плеч интерферометра. Поэтому для получения стабильной интерференционной картины необходимо поддерживать постоянство  $\Delta l$  с точностью до малых долей длины световой волны. Это абсолютно нереальное требование для мощных лазерных систем. В нашей установке длины плеч интерферометра составляли

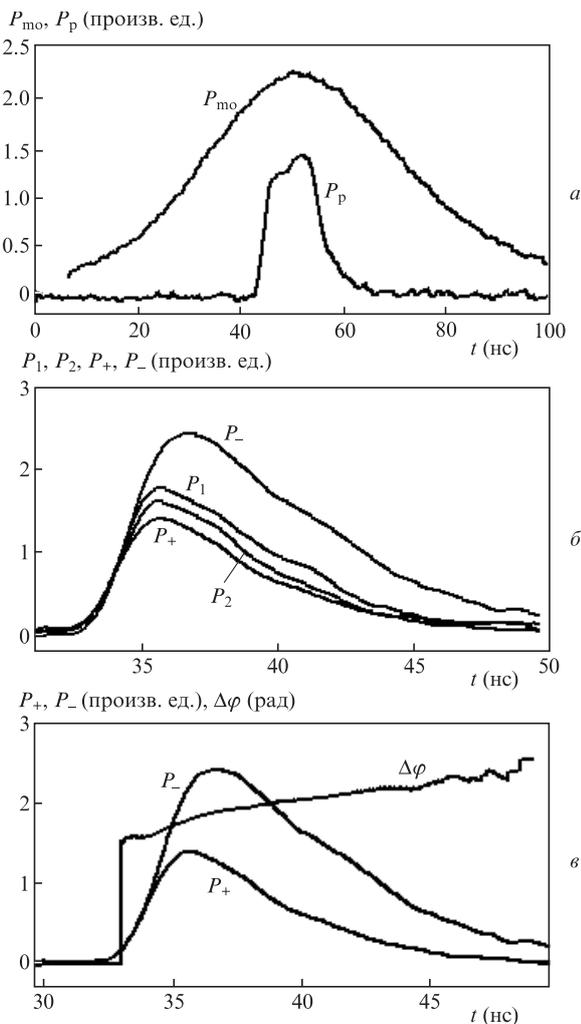


Рис.5. Осциллограммы импульса задающего генератора  $P_{mo}$  и импульса накачки ВРМБ-зеркал  $P_p$  (а), стоксовых импульсов (б), а также стоксовых импульсов  $P_+, P_-$  (площади этих импульсов пропорциональны их энергиям) и рассчитанная по ним разность фаз  $\Delta\varphi$  (в).

$\sim 2$  м. Схема была смонтирована на обычном лабораторном столе без какой-либо термостабилизации. Кроме того, имело место механическое воздействие силовых контуров разряда ламп накачки (длительность импульса разряда  $\sim 10^{-3}$  с) на оптический стол. Поэтому дрейф различных оптических элементов, а также флуктуации показателя преломления воздушной среды вызывали существенные флуктуации  $\Delta l$  от импульса к импульсу. Это, в свою очередь, приводило к хаотическому делению энергии на зеркале б.

Анализ приведённых выше результатов показывает следующее. Для получения устойчивой интерференции волн на делительном зеркале в обычных лабораторных условиях необходимо так модифицировать схему, чтобы в ней происходила автоматическая компенсация флуктуаций  $\Delta l$ . Такая схема представлена на рис.6. В ней все те же измерительные элементы, что и в схеме на рис.2. Только теперь излучения двух каналов заводятся в кювету с одной стороны под небольшим углом, так что пучки пересекаются вне кюветы. Сферическое зеркало устанавливается в точке пересечения пучков так, что его оптическая ось сонаправлена с биссектрисой угла схождения пучков. Тем самым сферическое зеркало фокусирует каждый пучок не навстречу самому себе, а навстречу другому пучку. Покажем, что в такой схеме реализуется следующее важное свойство: для вариантов как внешнего, так и внутреннего отражения разности длин оптических путей от полупрозрачного зеркала до плоскости, в которой формируются интерференционные полосы, в обоих плечах равны  $n\lambda_p$  (где  $n$  – целое число) при любых продольных подвижках отражающих элементов интерферометра. В отличие от работ [6–9], в которых ОВФ-зеркала располагаются в независимых плечах интерферометра, в предложенной выше схеме ОВФ-зеркала являются связанными.

Ударное возбуждение ВРМБ осуществляется волнами, прошедшими через разные плечи интерферометра. В итоге разность фаз отражённых волн на делительном зеркале б определяется выражением  $\Delta\varphi = \Delta k\Delta l$ , где  $\Delta k = |k_p| - |k_s|$ , а  $k_p$  и  $k_s$  – волновые числа волны накачки и стоксова излучения соответственно. При ВРМБ  $\Delta k \approx 2kv_s/c$ , где  $v_s$  – скорость звука, а  $c$  – скорость света. Поэтому для большинства ВРМБ-сред  $\Delta k \sim (10^{-6} - 10^{-5})k$  и для получения стабильной интерференции на делительном зеркале б достаточно поддерживать постоянство  $\Delta l$  с точностью до долей сантиметра.

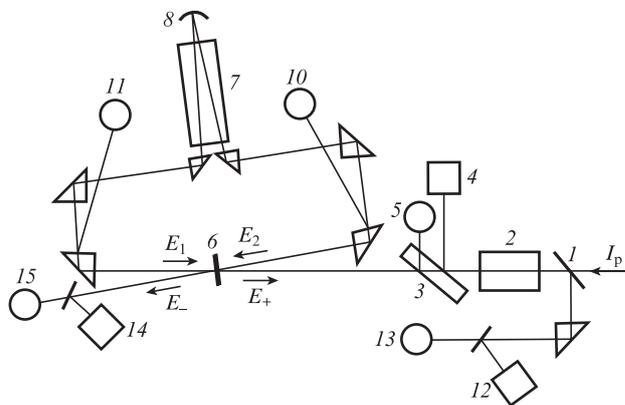


Рис.6. Измененная схема экспериментальной установки на рис.2, в которой внутри кюветы 7 вогнутым зеркалом 8 осуществляется фокусировка каждого пучка накачки навстречу другому.

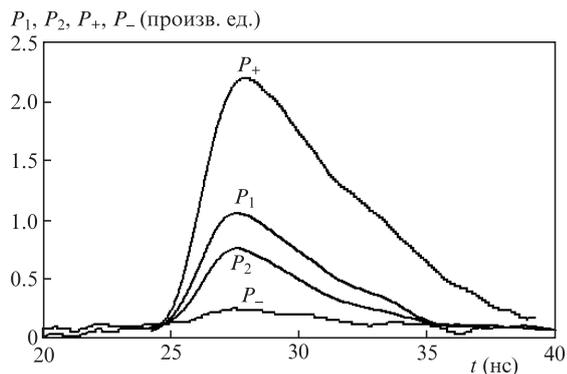


Рис.7. Осциллограммы стоксовых импульсов в схеме со связанными ВРМБ-зеркалами и высоким параметром синфазности ( $\eta \approx 0.93$ ). Площади импульсов  $P_+$  и  $P_-$  не пропорциональны их энергиям. Форма импульса накачки приведена на рис.5.а.

Эксперименты в схеме со связанными ВРМБ-зеркалами продемонстрировали устойчивую интерференцию на делительном зеркале  $\beta$ , так что излучение всё время поступало в один и тот же канал измерения ( $E_+$ ), параметр синфазности  $\eta$  составлял  $\sim 0.93 \pm 0.02$  (при длительностях импульсов накачки  $\sim 10$  нс (рис.7) и  $\sim 40$  нс (рис.8) с крутыми передними фронтами). Разность фаз в течение импульсов не изменялась.

Для прямого экспериментального доказательства ударного механизма фазировки волн при ВРМБ были также проведены эксперименты с длинными ( $\sim 45$  нс по полувысоте) импульсами накачки ( $P_p$  на рис.3.а), т.е. с импуль-

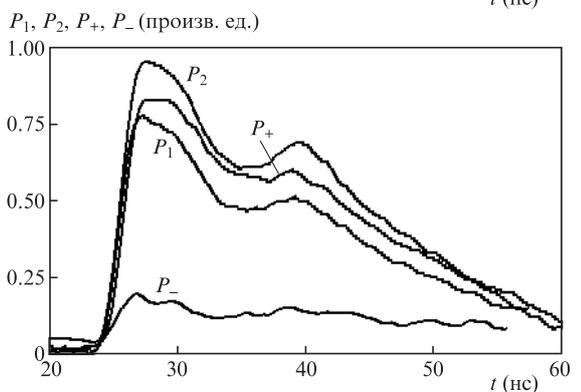
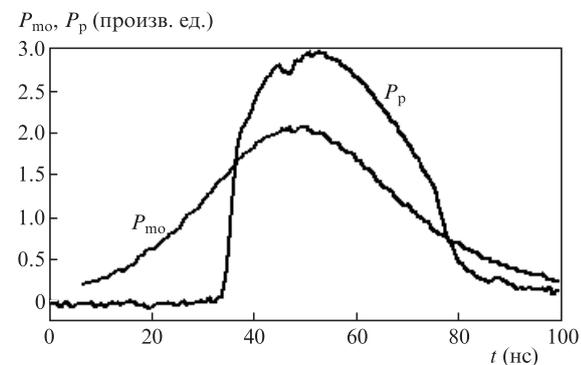


Рис.8. Осциллограммы импульсов в схеме со связанными ВРМБ-зеркалами: импульса задающего генератора  $P_{mo}$  и импульса накачки  $P_p$  (а), а также стоксовых импульсов (площади импульсов  $P_+$  и  $P_-$  не пропорциональны их энергиям) в эксперименте с высоким параметром синфазности ( $\eta \approx 0.93$ ) (б).

сами, имеющими пологие фронты. Результаты таковы: во всех экспериментах фазировка стоксовых пучков отсутствовала и могло иметь место изменение разности фаз в течение импульса. Это, во-первых, с очевидностью свидетельствует о необходимости применения импульсов с крутыми передними фронтами и, во-вторых, показывает, что предложенная авторами [7–9] схема интерферометра с независимыми ВРМБ-зеркалами может быть использована для импульсов длительностью 1–100 нс только в том случае, если эти импульсы имеют крутой передний фронт.

Таким образом, проведённые исследования показали следующее. Фазировка волн при ударном возбуждении ВРМБ встречными волнами накачки является интересным физическим эффектом. Для его реализации требуется выполнение нескольких жёстких условий. Во-первых, необходимо иметь достаточно крутой передний фронт лазерного импульса (именно поэтому возбуждение ВРМБ названо ударным). Во-вторых, необходимо обеспечить очень высокую стабильность положения оптических элементов схемы, чтобы поддерживать постоянство оптической разности длин плеч интерферометра с точностью до долей длины световой волны. И наконец, эффект основан на интерференции встречных плоских волн. Поэтому вопрос о фазировке пространственно неоднородных лазерных пучков требует специальных исследований. Реализация этих требований для мощных лазерных систем является невыполнимой. Возможность фазировки всего двух каналов по предложенной нами схеме не выглядит привлекательной по сравнению с другими существующими методами.

В наших работах [4, 5] были предложены методы фазировки нескольких лазерных каналов, свободные от всех перечисленных выше недостатков и пригодные для мощных лазерных систем. Эти схемы функционируют при любых длительностях передних фронтов импульсов; в них достаточно поддерживать постоянство оптической разности длин плеч интерферометра с точностью до долей сантиметра. В данных методах используется ОВФ пространственно неоднородного излучения, что обеспечивает компенсацию фазовых искажений при обратном ходе усиливаемых сигналов. Более того, экспериментально уже была осуществлена фазировка девяти каналов.

1. Bourderionnet J., Bellinger C., Primot J., Brignon A. *Opt. Express*, **19** (18), 17053 (2011).
2. Пырков Ю.Н., Трикшев А.И., Цветков В.Б. *Квантовая электроника*, **42** (9), 780 (2012).
3. Волков М.В., Гаранин С.Г., Долгополов Ю.В., Капалкин А.В., Куликов С.М., Синявин Д.Н., Стариков Ф.А., Сухарев С.А., Тютин С.В., Хохлов С.В., Чапарин Д.А. *Квантовая электроника*, **44** (11), 1039 (2014).
4. Басов Н.Г., Зубарев И.Г., Миронов А.Б., Михайлов С.И., Окулов А.Ю. *ЖЭТФ*, **79** (5(11)), 1678 (1980).
5. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Котов А.В., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **8** (10), 2191 (1981).
6. Lee S.K., Kong H.J., Nakatsuka M. *Appl. Phys. Lett.*, **87** (16), 161109 (3) (2005).
7. Kong H.J., Yoon J.W., Lee O.W., Lee S.K., Nakatsuka M. *J. Korean Phys. Soc.*, **49**, S39 (2006).
8. Kong H.J. *Proc. 3rd Int. Conf. on the Frontiers of Plasma Physics and Technology (PC/5099)* (Daejeon, Korea, 2007, pp S7-1–S7-43).
9. Kong H.J., Lee S.K., Yoon J.W., Shin J.S., Park S. *Advances in Laser and Electro Optics* (Rijeka, Croatia, INTECH, 2010, p. 838).
10. Гордеев А.А., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **41** (11), 997 (2011).