

ЭФФЕКТИВНОЕ ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В РЕЖИМЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В.И.Одинцов, Л.Ф.Рогачева

Предложен новый метод возбуждения ВРМБ в режиме генерации с параметрической обратной связью, позволяющий получать обращение волнового фронта накачки при значительном снижении ее пороговой интенсивности.

Возможности использования обращения волнового фронта (ОВФ) при ВРМБ¹ существенно ограничиваются относительно высоким порогом возбуждения. В настоящей работе впервые получено ОВФ при возбуждении ВРМБ в режиме генерации, что позволило достичь значительного снижения пороговой интенсивности накачки. Осуществлен новый принцип создания обратной связи за счет параметрически возбуждаемой стоксовой волны. Для „параметрического резонатора”, в отличие от обычного, не возникает трудностей с вводом излучения накачки, а его частотная настройка сводится к грубой установке его длины. Предложенный метод ОВФ не требует, как в², создания опорных волн со смещенной частотой и может использоваться для получения обращающих волновой фронт зеркал в лазерах невысокой мощности.

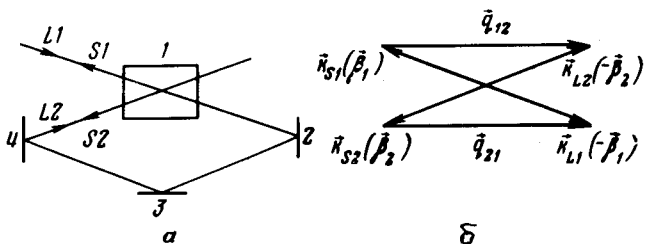


Рис. 1. Принципиальная схема ВРМБ-генератора с параметрической обратной связью (а) и схема волновых векторов (б)

Принципиальная схема метода приведена на рис.1,а. Пространственно-неоднородное излучение накачки в виде пучка $L1$ проходит через нелинейную среду 1 и зеркалами $2 - 4$ вновь направляется на нее в виде пучка $L2$. Излучение ВРМБ с обращенным по отношению к накачке волновым фронтом распространяется по тому же пути в обратном направлении (пучки $S1, S2$). Угол между пучками накачки $L1$ и $L2$ берется малым, чтобы в его пределах частотный сдвиг ВРМБ можно было считать постоянным. При наличии двух пучков накачки $L1$ и $L2$ и стоксова пучка $S1$ в среде происходит параметрическое возбуждение другого стоксова пучка $S2$. Этот пучок после отражения от зеркал направляется в кювету справа и переходит в пучок $S1$, обеспечивая обратную связь.

В эксперименте, который полностью будет описан позднее, для увеличения длины взаимодействия использовался прямоугольный световод 14 (рис. 2). С целью равномерного заполнения световода излучением накачки пучок $L1$ направлялся по его оси, а вместо одного пучка $L2$ использовались два пучка равной интенсивности $L2'$ и $L2''$, симметрично расположенных относительно оси световода, которые получались разделением выходящего из него пучка $L1$ с помощью полупрозрачного зеркала 15. Две пары софокусных линз 18, 20 и 24, 26 отображали друг на друга выходной и входной торцы световода. Диафрагмы 19 и 25, размещенные в фокальных плоскостях линз, срезали выходящее из световода излучение пучков $L2'$ и $L2''$.

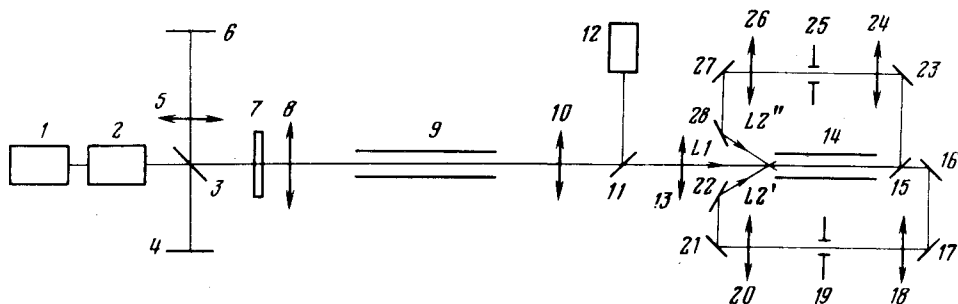


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 - одномодовый рубиновый лазер; 2 - усилитель; 3, 11 - делительные стеклянные пластинки; 4, 16, 17, 21, 22, 23, 27, 28 - глухие зеркала; 5, 8, 10, 13, 18, 20, 24, 26 - линзы; 6 - фотолампа; 7 - фазовая пластинка; 9 - стеклянный световод; 12 - термоэлемент; 14 - металлический световод с ацетоном; 15 - полупрозрачное зеркало ($R = 0,5$); 19, 25 - диафрагмы

Теоретическое рассмотрение проведем применительно к последней схеме с использованием прямоугольного световода. Поле пучка $L1$ E_{L1} и суммарное поле пучков $L2'$ и $L2''$ E_{L2} в световоде представим в виде

$$E_{L_j}(\mathbf{r}) = \sum_{\vec{\alpha} \in (\vec{\alpha})_j} \epsilon_{L_j}(\vec{\alpha}) \exp[i\mathbf{k}_L(\vec{\alpha}) \cdot \mathbf{r}], \text{ где } j = 1, 2, |\mathbf{k}_L(\vec{\alpha})| = \omega_L n_L / c,$$

ω_L - частота накачки, $n_L = n(\omega_L)$ - показатель преломления среды, $\vec{\alpha} = \mathbf{k}_L(\vec{\alpha})_{\perp}$ - составляющая волнового вектора, перпендикулярная к оси z , ориентированной вдоль оси световода, $(\vec{\alpha})_j$ - области значений $\vec{\alpha}$ для пучков $L1$ и $L2 = L2' + L2''$. Предполагается, что ширина углового спектра каждого из пучков $L1$, $L2'$ и $L2''$ достаточно велика; так что усиление на длине продольной корреляции существенно меньше единицы.

Стоксово поле в световоде на частоте ω_S будем искать в виде обращенного по отношению к накачке поля $E_{S_j}(\mathbf{r}) = f_j(z) \sum_{-\beta \in (\alpha)_j} \epsilon_{L_j}^*(-\beta) \exp[-i\mathbf{k}_S(\vec{\beta}) \cdot \mathbf{r}]$, где $j = 1, 2, |\mathbf{k}_S(\vec{\beta})| = \omega_S n_S / c$, $\mathbf{k}_S(\vec{\beta})_{\perp} = \vec{\beta}$. Пренебрегая, как обычно, осциллирующей некогерентной частью параметрического усиления, получим уравнения для функций $f_{1,2}$

$$\frac{df_1}{dz} = -(2\kappa_1 + \kappa_2)f_1 - \kappa_2 f_2, \tag{1}$$

$$\frac{df_2}{dz} = -(2\kappa_2 + \kappa_1)f_2 - \kappa_1 f_1,$$

где $\kappa_j = \frac{1}{2} g_j \frac{1+i\rho}{1+\rho^2}$, $\rho = \frac{2(\Omega - \bar{\Omega})}{\Delta\Omega}$, $\Omega = \omega_L - \omega_S$, $\bar{\Omega}$ - резонансная частота фононной волны,

$\Delta\Omega$ — ширина линии теплового рассеяния, $g_j = bI_{Lj}$, b — удельный коэффициент усиления на частоте $\bar{\omega}_S = \omega_L - \Omega$ в поле монохроматической плоской волны накачки, I_{Lj} — средняя по сечению интенсивность накачки, положительное направление оси z взято в направлении распространения накачки в световоде.

Параметрическое взаимодействие между пучками $L1, S1$, с одной стороны, и $L2, S2$, с другой, основано на сфазированности фононных волн с волновыми векторами q_{12} и q_{21} (рис. 1, б), возбуждаемых парами угловых компонент с волновыми векторами $k_{S1}(\beta_1)$, $k_{L2}(-\beta_2)$ и $k_{S2}(\beta_2)$, $k_{L1}(-\beta_1)$, $-\beta_{1,2} \in (\alpha)_{1,2}$. Аналогичным образом осуществляется параметрическое взаимодействие в каждой паре пучков $L1, S1$ и $L2, S2$.

Выбирая начало отсчета $z = 0$ на правом конце световода длиной l и учитывая, что $f_2(0) = 0$, получим при $-l \leq z \leq 0$

$$f_1(z) = \frac{f_1(0)}{1 + \xi} e^{-\kappa z} (e^{-\kappa z} + \xi), \quad f_2(z) = \frac{f_1(0)}{1 + \xi} e^{-\kappa z} (e^{-\kappa z} - 1), \quad (2)$$

где $\kappa = \kappa_1 + \kappa_2$, $\xi = I_{L2}/I_{L1}$. Условие стационарной генерации имеет вид

$$e^{\kappa l} (e^{\kappa l} - 1)(1 + \xi)^{-1} (\sqrt{\xi'_L \xi''_S} e^{i\Omega\tau'} + \sqrt{\xi''_L \xi'_S} e^{i\Omega\tau''}) = 1. \quad (3)$$

где $\xi'_{L,S}$ и $\xi''_{L,S}$ — множители, дающие ослабление накачки и ВРМБ для двух путей вне среды без учета интерференции пучков ВРМБ, сводимых полупрозрачным зеркалом 15 ($\xi'_L + \xi''_L = \xi$, предполагается, что $\xi'_L \approx \xi''_L$), τ' и τ'' — времена круговых облетов, рассчитанные по групповой скорости излучения. Условие (3) определяет резонансные частоты и пороговые интенсивности накачки.

Если $\xi'_{L,S} = \xi''_{L,S} = \xi_{L,S}$, $\tau' = \tau'' = \tau$, то настройка резонатора на центр полосы усиления $\bar{\omega}_S$ осуществляется при $\tau = (2\pi/\Omega)m$, $m = 1, 2, \dots$. Смещение резонансной частоты при изменении τ меньше, чем для обычного резонатора в $\omega_S/\bar{\omega}_S \sim 10^5$ раз. При $\xi_L = \xi_S = 0,5$ пороговая величина $G_1 = g_1 l$ составляет $G_1^{\text{пор}} = \ln 2$, что приблизительно в 20 раз меньше, чем требуется для возбуждения ВРМБ с ОВФ в обычных условиях, когда зеркала, возвращающие излучение накачки в световод, отсутствуют.

В экспериментальной установке (рис. 2) пучок накачки диаметром 8 мм проходил через фазовую пластинку 7, которая увеличивала его угловую расходимость от 1,5 до 15 мрад, и линзой 8 ($f = 25$ см) направлялся в стеклянный световод 9 (сечение $3,5 \times 3,5$ мм², длина 80 см), служивший для выравнивания поперечного распределения интенсивности. Его выходной торец софокусными линзами 10, 13 отображался на входной торец металлического световода 14 (сечение 3×3 мм², $l = 5$ см), заполненного ацетоном. Для развязки расстояние между световодом 14 и лазером 1 было увеличено до 6 м. Длительность импульса накачки составляла 28 нс, а ее спектральная ширина $\sim 10^{-2}$ см⁻¹. Оптические длины обоих обходов брались одинаковыми и устанавливались с точностью ~ 3 мм. Они составляли $d = 26$ см, $d = 29$ см и $d = 32$ см, что соответствует значениям $m = 4; 4,5$ и 5. Пороговая мощность накачки определялась по появлению пятна ВРМБ на фотопластинке 6, расположенной в фокальной плоскости линзы 5 ($f = 1$ м). При $d = 26$ см и $d = 32$ см было получено $P_{L1}^{\text{пор}} = 1,8$ МВт. При $d = 29$ см $P_{L1}^{\text{пор}}$ возрастала до $\sim 2,5$ МВт. Угловая расходимость ВРМБ, определявшаяся по диаметру пятна на фотопластинке 6, совпадала с угловой расходимостью накачки.

Принимая, что за время облета τ интенсивность ВРМБ в соответствии с (3) при целом m возрастает в $4\xi^2(1 + 2\xi)^{-2} e^{G(e^{(1/2)G} - 1)^2}$ раз ($\xi = \xi_{L,S}$, $G = (g_1 + g_2)l$), и используя стационарное значение $b = 2,2 \cdot 10^{-2}$ см/МВт, получим при $\xi = 0,3$, $m = 5$ теоретическое значение $P_{L1}^{\text{пор}} = 1,2$ МВт. Оно несколько ниже экспериментального порога, что можно объяснить нестационарностью ВРМБ.

Литература

1. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллоев Ф.С. Письма в ЖЭТФ; 1972, 16, 160.
2. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М., Матвеев А.З., Пасманик Г.А., Шилов А.А. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 639.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
7 июля 1982 г.