

СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД И СВЕРХКОРОТКИЕ СВЕТОВЫЕ ИМПУЛЬСЫ ПРИ ВРМБ В ОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

Ф. А. Королев, О. М. Возник, В. И. Одинцов

Теоретически показано, что при возбуждении в оптическом резонаторе возможна синхронизация компонент обратного ВРМБ, обусловленная механизмом параметрического усиления и приводящая к формированию сверхкоротких световых импульсов.

Известный способ синхронизации мод лазера с помощью насыщающегося поглотителя в принципе может быть применен и для синхронизации компонент обратного вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ), возбуждаемого в оптическом резонаторе в стационарном режиме [1]. В настоящем сообщении указывается на возможность фазировки компонент ВРМБ и формирования сверхкоротких световых импульсов без использования в резонаторе насыщающегося поглотителя.

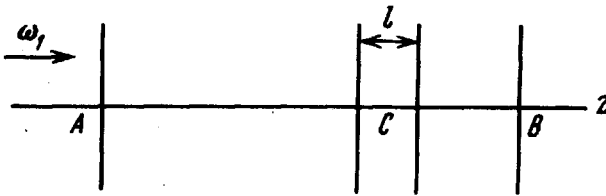
Пусть возбуждение ВРМБ осуществляется в резонаторе с плоскими зеркалами, расположенными в точках *A* и *B* (рис. 1). Положение рассеивающей среды в резонаторе определяется точкой *C*. Рассмотрим одномерную задачу, считая, что поле не зависит от координат *x*, *y*. Резонатор возбуждается линейно поляризованной плоской монохроматической волной, частота которой ω_1 совпадает с одной из собственных частот резонатора. Разность частот соседних продольных мод $\Delta\omega_0$ будем считать постоянной в пределах интересующей нас не слишком широкой области спектра. Пусть длина резонатора такова, что $\Delta\omega_0 = \Omega/m$, где Ω — смещение частоты обратного ВРМБ, возбуждаемого излучением с частотой ω_1 при выполнении условия Брэгга, $m = 1, 2, \dots$. Для интенсивного ВРМБ необходимо предотвратить возбуждение антисток-

совых компонент. Поэтому будем считать, что для частот $\omega > \omega_1$ коэффициент отражения зеркал $R \sim 0$. Кроме того, чтобы упростить рассмотрение, ограничим число стоксовых компонент, положив $R \sim 0$ для $\omega < \omega_n$, где $\omega_n = \omega_1 - (n-1)\Omega$.

Пусть точка C занимает одно из положений, удовлетворяющих условию

$$\eta = \frac{\tilde{CB}}{AB} = \frac{\kappa}{2m}, \quad (1)$$

где волна означает оптическую длину пути, $\kappa = 0, 1, \dots, 2m$. При $\kappa = 1, 2, \dots, 2m-1$ точка C определяет центр рассеивающей среды длиной l . При $\kappa = 0, 2m$ рассеивающая среда располагается непосредственно у одного из зеркал и имеет длину $l/2$. Рассмотрим простейший случай, когда $l \ll l_{\text{ког}} = \pi v / \Delta\omega$, где $l_{\text{ког}}$ — длина когерентности, соответствующая ширине спектра $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_n$, v — групповая скорость света в рассеивающей среде.



Резонатор для возбуждения ВРМБ

При сформулированных условиях стационарное решение для напряженности линейно поляризованного электрического поля внутри рассеивающей среды можно искать в виде $E = \sum_{j=1}^n (E_j^+ + E_j^-); E_j^\pm = \mathcal{E}_j^\pm(z) e^{i(\omega_j t \mp k_j z)}$

где $\omega_j = \omega_1 - (j-1)\Omega$; $k_j = \omega_j / v_j$; v_j — фазовая скорость света с частотой ω_j . Пусть начало отсчета $z = 0$ расположено в точке C . Тогда для амплитуд \mathcal{E}_j^\pm справедливы уравнения:

$$\frac{d\mathcal{E}_i^+}{dz} = \frac{\mu c b}{16\pi} \left[\mathcal{E}_{i-1}^- \left(\sum_{a=1}^{n-1} \mathcal{E}_a^{-*} \mathcal{E}_{a+1}^+ \right) - \mathcal{E}_{i+1}^- \left(\sum_{a=1}^{n-1} \mathcal{E}_a^+ \mathcal{E}_{a+1}^{-*} \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_i^-}{dz} = - \frac{\mu c b}{16\pi} \left[\mathcal{E}_{i-1}^+ \left(\sum_{a=1}^{n-1} \mathcal{E}_a^{+*} \mathcal{E}_{a+1}^- \right) - \mathcal{E}_{i+1}^+ \left(\sum_{a=1}^{n-1} \mathcal{E}_a^- \mathcal{E}_{a+1}^{+*} \right) \right].$$

Здесь μ — коэффициент преломления среды, c — скорость света в вакууме, b — стационарный коэффициент усиления обратного ВРМБ. При $\beta = 0$, $n+1$ надо положить $\mathcal{E}_\beta^\pm = 0$. Предполагается, что

$\Delta\omega \ll \frac{\omega}{2} \frac{\delta\Omega}{\Omega}$, где $\delta\Omega$ — ширина линии теплового рассеяния. Полагая $\mathcal{E}_i^\pm = |\mathcal{E}_i^\pm| e^{i\phi_i^\pm}$, на основании (2) с учетом (1) и граничных условий на зеркалах нетрудно показать, что фазы ϕ_j^\pm не зависят от z

и что при изменении j от 1 до $n - 1$ следующие разности фаз остаются постоянными

$$\begin{aligned}\phi_j^+ - \phi_{j+1}^- &= \Delta\phi^+ = \text{const} \\ \phi_j^- - \phi_{j+1}^+ &= \Delta\phi^- = \text{const}.\end{aligned}\quad (3)$$

Величины $\Delta\phi^+$ и $\Delta\phi^-$ связаны между собой с помощью условий на зеркалах. Фаза ϕ_1^+ выражается через фазу возбуждающего луча. Остальные фазы определяются через ϕ_1^+ и произвольную постоянную, в качестве которой можно взять одну из фаз, например, ϕ_2^+ . Система (2) приводится к уравнениям для действительных величин $|\xi_j^\pm|$, которые определяются, если задан модуль амплитуды падающей на резонатор волны.

Из (3) и граничных условий на зеркалах следует

$$\begin{aligned}\phi_j^+ - \phi_{j+1}^+ &= \Delta\phi^+ - 2\pi\eta q_{j+1} - \pi, \\ \phi_j^- - \phi_{j+1}^- &= \Delta\phi^- + 2\pi\eta q_{j+1} + \pi,\end{aligned}\quad (4)$$

где q_{j+1} — число полуволн, укладываемых на длине резонатора для $(j+1)$ -ой компоненты. Из (4), (1) видно, что при четных k все компоненты ВРМБ синхронизованы, в то время как при нечетных k они синхронизованы через одну. В первом случае сверхкороткие световые импульсы следуют с временными интервалами $2\pi/\Omega$, во втором импульсы той же длительности следуют с интервалами π/Ω .

Дополним изложенный выше простой анализ рядом выводов, следующих из более детального рассмотрения. Оказывается, что в описанных выше условиях синхронизация компонент ВРМБ может осуществляться и при $\ell \sim \ell_{\text{ког}}$. При снятии искусственного ограничения числа стоковых компонент количество этих компонент, возбуждающихся с последовательно убывающей интенсивностью, может быть охарактеризовано "эффективным" значением $n_{\text{эфф}}$, зависящим от ℓ , от ввода энергии в резонатор и потерь в нем. Пространственная протяженность сверхкоротких импульсов определяется длиной рассеивающей среды.

"Энергетическая выгодность" фазировки компонент обусловлена эффективным параметрическим усилением, которое имеет место при малой длине и соответствующем расположении кюветы в резонаторе. Отметим, что в нестационарном режиме нужные фазовые соотношения для высших стоковых компонент устанавливаются сразу, поскольку роль теплового рассеяния при их возникновении можно полностью пренебречь. Это позволяет осуществлять синхронизацию при возбуждении ВРМБ импульсами малой длительности. Наряду с внешним лучом для возбуждения колебаний может быть использована активная среда, помещенная внутрь резонатора. Очевидно, что при большой длине последнего рассеивающую среду можно разместить в нескольких положениях, определенных (1). Для предотвращения возбуждения антистоксовых ком-

понт в качестве одного из зеркал резонатора может быть использован эталон Фабри-Перо с малой толщиной, настроенный таким образом, чтобы частота 1-ой антистоксовой компоненты попадала в его полосу пропускания. Отсутствие насыщающегося поглотителя внутри резонатора позволяет сделать добротность последнего достаточно высокой. При этом, как показывают количественные оценки, для возбуждения ВРМБ можно использовать лазеры мощностью генерации в режиме основной моды ~ 10 Вт. Длина кюветы может составлять 1 мм и менее, что соответствует длительности импульсов несколько пикосекунд. При возбуждении ВРМБ в отдельном резонаторе целесообразно использовать установку с резонатором Фокса – Смита, предложенную в [2].

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
22 мая 1973 г.

Литература

- [1] В.Н.Луговой, В.Н.Стрельцов. ЖЭТФ, 62, 1312, 1972.
[2] Ф.А.Королев, В.И.Одинцов, Е.Ю.Соколова. Письма в ЖЭТФ, 13, 112, 1971.
-