

Синхронизация трех лазеров с оптической связью на пространственном фильтре

А.Ф.Глова, А.Ю.Лысиков

Получено выражение для приближенного расчета коэффициентов оптической связи между лазерами одномерного набора, синхронизируемых методом фокального пространственного фильтра. Найдена область синхронизации трех лазеров. Показано, что эффективность синхронизации лазеров зависит от прозрачности фильтра. Результаты расчетов соответствуют экспериментальным данным.

Ключевые слова: коэффициенты оптической связи, синхронизация наборов лазеров, пространственный фильтр.

Цель синхронизации излучения набора лазеров – повышение осевой интенсивности излучения. Это возможно, если достигается синфазное распределение поля по составной апертуре набора. При синхронизации излучения наборов лазеров с помощью введения оптической связи между отдельными излучателями синфазная генерация более устойчива при глобальной оптической связи, когда каждый лазер связан с большим числом других лазеров [1,2].

Одним из способов достижения такой связи в периодических наборах лазеров является метод пространственного фильтра (см., напр., [3]). Обычно пространственный фильтр помещается в фокусе находящейся в общем резонаторе согласованной оптической системы, представляющей собой две фокусирующие линзы [4–6], фокусирующую линзу и вогнутое зеркало [7, 8] или два зеркала [9]. Устойчивость и эффективность синхронизации в этих условиях зависят от параметров фильтра определяющих, в частности, коэффициенты оптической связи между лазерами, которые, в свою очередь, накладывают ограничения на допустимый начальный разброс частот синхронизируемых лазеров [8].

При теоретическом исследовании синхронизации набора большого числа лазеров применение численных методов наиболее естественно [10–13]. Тем не менее получение аналитических выражений для определения основных параметров синхронизируемых лазеров несомненно представляет практический интерес. Такими параметрами являются коэффициенты оптической связи между лазерами. В настоящей работе получено выражение для приближенного расчета этих коэффициентов для линейного набора лазеров с фокальным пространственным фильтром. Результаты расчета используются для определения области синхронизации трех лазеров в зависимости от параметров фильтра, влияния его прозрачности на эффективность синхронизации двух и трех лазеров и для сравнения с экспериментальными данными.

ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: afglova@triniti.ru, lysikov@triniti.ru

Поступила в редакцию 31 октября 2001 г.

Рассмотрим одномерный набор лазеров с периодом d и общими плоскими зеркалами. Одномерные наборы с резонатором такого типа обычно состоят или из полупроводниковых лазеров [3, 4], или из волноводных CO₂-лазеров [6–8]. Пусть одно из зеркал набора формируется согласованным телескопом [7, 8], содержащим фокусирующую линзу с фокусным расстоянием F и вогнутое зеркало. В фокусе телескопа размещается пространственный фильтр в виде системы одинаковых щелей, ориентированных перпендикулярно плоскости набора лазеров и имеющих период $h = F\lambda/d$ (здесь λ – длина волны излучения) и ширину b непрозрачных участков.

Предположим, что при одномодовой генерации поле на апертуре i -го лазера имеет вид

$$u_i(x_{1i}) = E_i U_i(x_{1i}), \quad (1)$$

где E_i – амплитуда; $U_i(x_{1i})$ – нормированная функция, описывающая распределение поля поперечной моды; x_{1i} – поперечная координата в плоскости апертуры. После обхода телескопа поле i -го лазера на апертуре j -го лазера с координатой x_{1j} можно представить в виде [14]

$$v_i(x_{1j}) = \left(\frac{k}{2\pi i F}\right)^{1/2} \int q(x_2) \exp\left(\frac{ikx_2 x_{1j}}{F}\right) dx_2, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; x_2 – поперечная координата в плоскости фильтра;

$$q(x_2) = f(-x_2 - \delta) f(x_2 - \delta) g(x_2). \quad (3)$$

Выражение (3) содержит функцию пропускания фильтра

$$f(x_2 - \delta) = \begin{cases} 1 & \text{при } -a/2 + \delta + nh \leq x_2 \leq a/2 + \delta + nh, \\ 0 & \text{при } -a/2 + \delta + b + nh \leq x_2 \leq a/2 + \delta + b + nh, \end{cases} \quad (4)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, $a = h - b$ – ширина прозрачных участков фильтра, δ – смещение фильтра поперек оптической оси из положения оптимальной установки [7, 8], и функцию

$$g(x_2) = \left(\frac{k}{2\pi i F} \right)^{1/2} \int u_i(x_{1i}) \exp \left(\frac{-ikx_2 x_{1i}}{F} \right) dx_{1i}. \quad (5)$$

Определим коэффициент оптической связи по амплитуде между i -м и j -м лазерами как

$$M_{ij} = \frac{\int v_i(x_{1j}) u_j(x_{1j}) dx_{1j}}{\int u_j^2(x_{1j}) dx_{1j}}. \quad (6)$$

Если провести интегрирование по отдельной щели фильтра, заменить интегрирование по всем щелям и по x_{1i} суммированием в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, то с учетом нормированности поперечных мод и формул (1)–(5) для коэффициента оптической связи можно получить следующее приближенное выражение:

$$M_{ij} = M_l = \frac{\sin(\pi a l / h)}{\pi l} \exp \left(2\pi i \delta \frac{l}{h} \right), \quad (7)$$

где $l = |i - j|$. Из (7) видно, что для смещенных фильтров величины M_l становятся комплексными и определяют не только амплитуду, но и фазу коэффициентов связи.

В табл.1 представлены коэффициенты связи, вычисленные по формуле (7) и полученные в результате численных расчетов в работе [7] для несмещенного фильтра с $a = 1.1$ мм и $h = 1.4$ мм, использованного для синхронизации пяти волонодных СО₂-лазеров. Сравнение приведенных данных свидетельствует о близости коэффициентов, полученных обоими способами.

Применим результаты расчета по формуле (7) для определения области синхронизации трех СО₂-лазеров в пространстве расстроек длин резонаторов соседних лазеров. Для этого рассмотрим сначала для несмещенного фильтра следующую систему уравнений с безразмерными параметрами и переменными, которую можно получить из [1] для лазеров данного типа:

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 &= 1/2(g_1 - g_{th})A_1 + M \cos(\Delta\varphi_{21})A_2 + m \cos(\Delta\varphi_{31})A_3, \\ \dot{A}_2 &= 1/2(g_2 - g_{th})A_2 + M \cos(\Delta\varphi_{21})A_1 + M \cos(\Delta\varphi_{32})A_3, \\ \dot{A}_3 &= 1/2(g_3 - g_{th})A_3 + m \cos(\Delta\varphi_{31})A_1 + M \cos(\Delta\varphi_{32})A_2, \\ \dot{\varphi}_1 &= \Delta_1 + M \frac{A_2}{A_1} \sin(\Delta\varphi_{21}) + m \frac{A_3}{A_1} \sin(\Delta\varphi_{31}), \\ \dot{\varphi}_2 &= \Delta_2 - M \frac{A_1}{A_2} \sin(\Delta\varphi_{21}) + M \frac{A_3}{A_2} \sin(\Delta\varphi_{32}), \\ \dot{\varphi}_3 &= \Delta_3 - m \frac{A_1}{A_3} \sin(\Delta\varphi_{31}) - M \frac{A_2}{A_3} \sin(\Delta\varphi_{32}), \\ \dot{g}_i &= \frac{g_{0i} - g_i}{\tau} - g_i A_i^2, \end{aligned} \quad (8)$$

где $i = 1, 2, 3$; A_i, φ_i – амплитуда и фаза поля в i -м лазере; $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$ – разность фаз полей i -го и j -го лазеров; g_i и g_{0i} – коэффициенты усиления и коэффициенты усиления

Табл.1.

M_0	M_1	M_2	M_3	M_4	Примечание
0.789	0.198	-0.155	0.096	-0.035	Расчет по формуле (7)
0.691	0.263	-0.181	0.084	0.005	Результаты расчета из [7]

слабого сигнала соответственно; g_{th} – пороговый коэффициент усиления, одинаковый для всех лазеров; Δ_i – отстройка частоты генерации i -го лазера от центра линии усиления, которая из-за пренебрежения эффектом затягивания частоты совпадает с собственной частотой его резонатора; τ – время релаксации инверсии; $M = M_{12} = M_{21} = M_{32} = M_{23}$ и $m = M_{13} = M_{31}$ – амплитуды коэффициентов оптической связи, не зависящие от перестановки индексов и являющиеся функциями лишь абсолютной величины разности между индексами [7]. Приведенная система (8) является естественным обобщением системы уравнений для двух лазеров [15] на случай трех лазеров и аналогична системе уравнений работы [16], но в отличие от [16] учитывает связь между крайними лазерами с $i = 1, 3$.

Анализ устойчивости стационарных решений системы (8) является трудновыполнимой задачей, поэтому ограничимся поиском соотношения между стационарными значениями $\Delta\varphi_{ij}$ и $\Delta_{ij} = \Delta_i - \Delta_j$ в предположении, что $M, m \ll g_{th}$. Данное предположение означает, что амплитуды полей в лазерах с оптической связью и без нее мало отличаются друг от друга, и приводит к приближенному равенству $g_i \approx g_{th}$. С учетом этого равенства из последних трех уравнений системы (8) следует, что $A_i^2 \approx A_{0i}^2 = (1/\tau)(g_{0i}/g_{th} - 1)$. Таким образом, соотношение между выходными мощностями отдельных лазеров определяется распределением по ним мощности накачки. Пусть оно будет симметричным относительно центрального лазера, т.е. $A_2/A_1 = A_2/A_3 = c$, что позволяет представить в стационарных условиях четвертое, пятое и шестое уравнения системы (8) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Delta_1 + M c \sin(\Delta\varphi_{21}) + m \sin(\Delta\varphi_{31}) &= 0, \\ \Delta_2 - \frac{M}{c} \sin(\Delta\varphi_{21}) + \frac{M}{c} \sin(\Delta\varphi_{32}) &= 0, \\ \Delta_3 - m \sin(\Delta\varphi_{31}) - M c \sin(\Delta\varphi_{32}) &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Переход к системе уравнений, содержащей относительные расстройки Δ_{ij} , осуществляется вычитанием из первого и третьего уравнений системы (9) второго уравнения, а из первого уравнения – третьего уравнения. Так как $\Delta\varphi_{31} = \Delta\varphi_{21} + \Delta\varphi_{32}$ и $\Delta_{31} = \Delta_{21} - \Delta_{23}$, то приходим к следующей системе двух уравнений, поскольку уравнение, содержащее Δ_{31} , является их линейной комбинацией и может не учитываться:

$$\begin{aligned} \Delta_{21} + M \left(c + \frac{1}{c} \right) \sin(\Delta\varphi_{21}) - \frac{M}{c} \sin(\Delta\varphi_{32}) \\ + m \sin(\Delta\varphi_{21} + \Delta\varphi_{32}) &= 0, \\ \Delta_{23} + \frac{M}{c} \sin(\Delta\varphi_{21}) - M \left(c + \frac{1}{c} \right) \sin(\Delta\varphi_{32}) \\ - m \sin(\Delta\varphi_{21} + \Delta\varphi_{32}) &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Более удобная для анализа система получается в результате сложения и вычитания уравнений (10):

$$\Delta_+ + M \left(c + \frac{2}{c} \right) \sin(\Delta\varphi_{21}) - M \left(c + \frac{2}{c} \right) \sin(\Delta\varphi_{32}) = 0,$$

$$\begin{aligned} \Delta_- + Mc \sin(\Delta\varphi_{21}) + Mc \sin(\Delta\varphi_{32}) \\ + 2m \sin(\Delta\varphi_{21} + \Delta\varphi_{32}) = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\Delta_+ = \Delta_{21} + \Delta_{23}$; $\Delta_- = \Delta_{21} - \Delta_{23}$.

В случае несмещенного фильтра, выделяющего синфазную супермоду, синхронизация возможна при $|\Delta\varphi_{21}| \leq \pi/2$ и $|\Delta\varphi_{32}| \leq \pi/2$, т.е. на плоскости $\Delta\varphi_{21}, \Delta\varphi_{32}$ область синхронизации заключена внутри квадрата, ограниченного прямыми $\Delta\varphi_{21} = \pm\pi/2$ и $\Delta\varphi_{32} = \pm\pi/2$. На плоскости Δ_+, Δ_- границы области синхронизации могут быть найдены из системы (11) при поочередной подстановке в нее разностей фаз $\Delta\varphi_{21} = \pm\pi/2$ при $-\pi/2 \leq \Delta\varphi_{32} \leq \pi/2$ и $\Delta\varphi_{32} = \pm\pi/2$ при $-\pi/2 \leq \Delta\varphi_{21} \leq \pi/2$. Например, часть границы на данной плоскости для $\Delta\varphi_{21} = -\pi/2$ при $-\pi/2 \leq \Delta\varphi_{32} \leq \pi/2$ описывается кривой второго порядка

$$\begin{aligned} \Delta_- + \frac{c^2}{2+c} \Delta_+ - 2Mc \\ = 2m \left\{ 1 - \left[1 - \frac{c}{M(2+c^2)} \Delta_+ \right]^2 \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $0 \leq \Delta_+ \leq 2M(2+c^2)/c$. Анализ выражения (12) и аналогичных выражений для других разностей фаз показывает, что все это – уравнения эллипсов. Таким образом, на плоскости Δ_+, Δ_- область синхронизации заключена между отрезками эллипсов, и для трех фильтров с периодом $h = 0.5$ мм и разными b при $c = 1.5$ ее вид показан на рис.1.

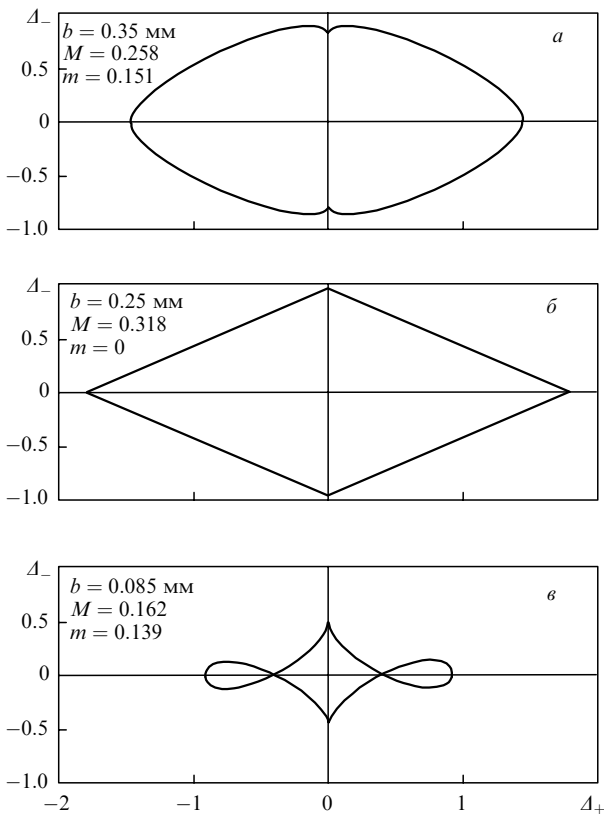


Рис.1. Расчетная область синхронизации трех лазеров при $c = 1.5$, $h = 0.5$ мм, $b = 0.35, 0.25$ и 0.085 мм, $M = 0.258, 0.318$ и 0.162 , $m = 0.151, 0$ и -0.139 .

Необходимо отметить, что существенное влияние на вид области синхронизации в координатах Δ_+, Δ_- оказывают величина и знак коэффициента m . При $m > 0$ в области синхронизации нет самопересечений (рис.1,а), при $m < 0$ она может разбиваться на три подобласти (рис.1,б), а при $m = 0$ она представляет собой ромб (рис.1,б). Случаю $m = 0$ соответствует оптическая связь «ближайших соседей» и вид области совпадает с найденным в работе [16].

Параметры пространственного фильтра для рис.1,б отвечают условиям эксперимента [8] по исследованию эффективности и устойчивости синхронизации излучения трех волноводных CO₂-лазеров. В работе [8] было показано, что при устойчивой синхронизации с данным фильтром крайних пар лазеров при отключенном третьем лазере и размерных расстройках длин резонаторов $\Delta_{12}^d = \lambda/30$ и $\Delta_{23}^d = \lambda/20$ подключение третьего лазера может привести к срыву когерентной генерации всех трех лазеров. Для объяснения данного факта представим область на рис.1,б в координатах реальных безразмерных расстроек Δ_{23} и Δ_{21} , воспользовавшись преобразованиями

$$\Delta_{23} = (\Delta_+ - \Delta_-)/2, \quad \Delta_{21} = (\Delta_+ + \Delta_-)/2. \quad (13)$$

Вид области в новых координатах показан на рис.2. Прямые AA, BB, CC и DD, проведенные при значениях координат ± 0.4 , ограничивают полосу синхронизации каждой из пар крайних лазеров при отключенном третьем лазере, имеющую согласно [8] размерные границы $\Delta^d = \pm\lambda/16$. Точка R соответствует расстройкам $\Delta_{12}^d = \lambda/30$ и $\Delta_{23}^d = \lambda/20$. Безразмерные расстройки получаются после умножения размерных расстроек на $2\pi/\lambda$. Из рис.2 видно, что устойчивая синхронизация крайних пар лазеров при отключенном третьем лазере не является достаточным условием синхронизации всех трех лазеров, поскольку из-за сужения области синхронизации при подключении третьего лазера все три лазера могут оказаться вне области захвата частот. Сужение области является следствием деструктивной интерференции собственного и инжектируемого полей в лазерах при отрицательных значениях m .

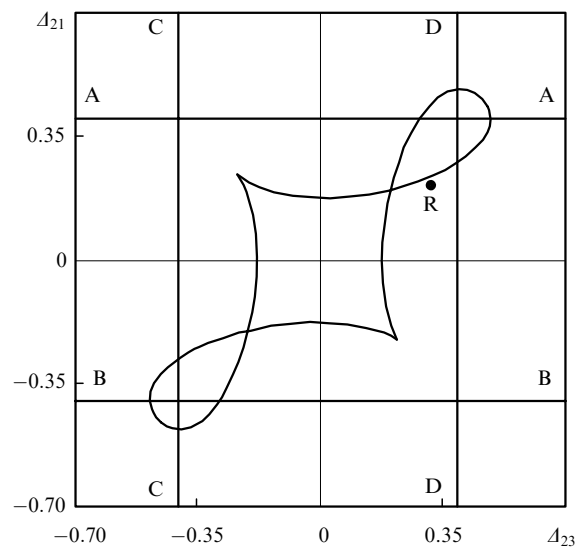


Рис.2. Область синхронизации трех лазеров в координатах Δ_{23}, Δ_{21} для фильтра с $h = 0.5$ мм и $b = 0.085$ мм. Координаты точки R взяты из работы [8].

Увеличение числа лазеров в наборе от двух до трех при фиксированном фильтре и одинаковых расстройках не всегда приводит к увеличению максимальной эффективности синхронизации. Например, при малых b потери излучения на фильтре для трех лазеров становятся больше таковых для двух лазеров из-за перекрытия фильтром промежуточных максимумов распределения интенсивности. Соответствующие граничные значения b можно оценить из стационарной системы (8) при $g_{0i} = g_0 = \text{const}$, если в отличие от предыдущего анализа учесть малые вариации амплитуд полей из-за существования оптической связи и пренебречь начальными отстройками частот, положив все $\Delta_i = 0$:

$$\delta A_i = -\delta g_i(1 + A_0^2\tau)/(2A_0g_{\text{th}}\tau), \quad (14)$$

где $A_0 = [(1/\tau)(g_0/g_{\text{th}} - 1)]^{1/2}$; $\delta g_1 = \delta g_3 = -2(M + m)$, $\delta g_2 = -4M$ для трех лазеров и $\delta g_1 = \delta g_2 = -2M$ для двух лазеров.

Представим эффективность синхронизации в следующем виде:

$$P = \frac{\sum A_i^2}{\sum A_{0f}^2}, \quad (15)$$

где $A_i^2 = (A_0 + \delta A_i)^2$; $A_{0f} = [(1/\tau)(g_0/g_t - 1)]^{1/2}$ и $g_t = g_{\text{th}} + 2 \ln M_0$ [14] – амплитуда поля и пороговый коэффициент усиления в отсутствие фильтра. Если обозначить через P_3 и P_2 соответственно эффективность синхронизации для трех и для двух лазеров, то требование $P_3/P_2 > 1$ с учетом (14), (15) сводится к выполнению условия

$$M > -2m. \quad (16)$$

Для фильтра с $h = 0.5$ мм условие (16) означает, что P_3 становится больше P_2 при $b > 0.17$ мм и это качественно согласуется с результатами экспериментов [8] при малых расстройках порядка $\lambda/40$.

1. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
2. Kandidov V.P., Mitrofanov O.A. *Laser Phys.*, **3**, 831 (1993).
3. Philipp-Rutz E.M. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 475 (1975).
4. Rediker R.H., Schloss R.P., van Ruyven L.J. *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 133 (1985).
5. Александров А.Г., Ангелуц А.А., Васильцов В.В., Зеленев Е.В., Курушин Е.А. *Квантовая электроника*, **17**, 1462 (1990).
6. Lescroart G., Muller R., Bourdet G.L. *Opt. Commun.*, **108**, 289 (1994).
7. Глова А.Ф., Курчатова С.Ю., Лиханский В.В., Лысков А.Ю., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **23**, 515 (1996).
8. Глова А.Ф., Курчатова С.Ю., Лиханский В.В. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 318 (1997).
9. Vasil'tsov V.V., Zelenov Ye.V., Kurushin Ye.A., Filimonov D.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2109**, 107 (1993).
10. Голубенцев А.А., Лиханский В.В. *Квантовая электроника*, **17**, 592 (1990).
11. Курчатова С.Ю., Лиханский В.В., Напартович А.П. *ЖЭТФ*, **107**, 1491 (1995).
12. Бельдюгин И.М., Золотарев М.В., Шинкарева И.В. *Квантовая электроника*, **25**, 993 (1998).
13. Кандидов В.П., Кондратьев А.В. *Квантовая электроника*, **25**, 998 (1998).
14. Курчатова С.Ю. *Автореф. канд. дис.* (М., МИФИ, 1998).
15. Бондаренко А.В., Глова А.Ф., Козлов С.Н. и др. *ЖЭТФ*, **95**, 807 (1989).
16. Pampaloni E., Lapucci A. *Opt. Lett.*, **18**, 1881 (1993).