

# Синхронизация излучения отдельных волокон многоканального волоконного лазера внешним зеркалом

Д.В.Высоцкий, А.П.Напартович

*Разработана теория синхронизации излучения отдельных волокон лазера на основе многоканального волокна при помощи внешнего зеркала. Аналитически описан эффект Тальбо в излучении кольцевого набора излучателей. Теоретические результаты сравниваются с результатами экспериментов и численного расчета. Проанализирован способ селекции коллективных мод набора при помощи сферического зеркала, создающего почти концентррический резонатор.*

**Ключевые слова:** волоконный лазер, синхронизация излучения, оптический резонатор, эффект Тальбо.

## 1. Введение

Современные технологии позволяют производить оптические многоканальные волокна (МКВ), содержащие набор микроволокон, расположенных по окружности [1] внутри общего волокна, служащего волноводом для распространения излучения накачки. При этом каждое микроволокно является одномодовым волноводом, легированным ионами  $\text{Nd}^{3+}$ . В такой конструкции по сравнению с обычным волоконным лазером поглощение излучения диодной накачки происходит гораздо эффективней. Легкость достижения высокой выходной мощности позволяет рассматривать МКВ как основу для компактного волоконного лазера при работе всего набора микроволокон в сфазированном режиме генерации. Для понимания механизма установления супермод в наборе микроволокон и оценки достижимости одномодового режима генерации всего набора нами была разработана математическая программа, описывающая распространение излучения в МКВ. Результаты расчетов поля в МКВ, возбуждаемого инжекцией в одно микроволокно, приведены в статье [2].

В работе [3] был описан эксперимент по синхронизации излучения отдельных волокон МКВ при помощи эффекта Тальбо. Синхронизация излучения набора волокон производилась при помощи внешнего зеркала, установленного на некотором расстоянии от выходного торца МКВ. Совпадение результатов эксперимента и численных расчетов супермод набора при некоторых расстояниях между зеркалом и МКВ подтвердило синхронизацию излучения набора волокон, по крайней мере частичную.

## 2. Анализ системы, состоящей из МКВ и плоского зеркала

Рассмотрим резонатор, который состоит из МКВ, содержащего  $N$  микроволокон, расположенных на окружности радиусом  $R_c$ , и двух плоских зеркал. Одно из

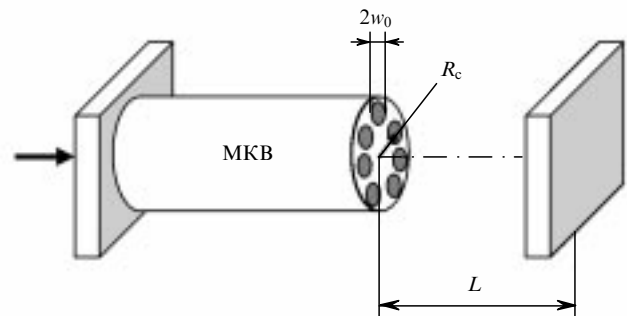


Рис.1. Схема резонатора.

зеркал, прозрачное для излучения накачки и отражающее генерируемое излучение, поставлено вплотную к торцу МКВ, тогда как зеркало, непрозрачное для излучения накачки и полупрозрачное для генерируемого излучения, отнесено на расстояние  $L$  от выходного торца МКВ (см. рис.1).

Для анализа синхронизации излучения отдельных волокон МКВ необходимо рассмотреть проявление эффекта Тальбо в круговой геометрии. Эффект Тальбо в ряде работ [4–8] применялся для фазовой синхронизации наборов лазеров различных типов. Очевидно, что в рассматриваемой конфигурации классический эффект Тальбо не имеет места. В некотором отношении кольцевой набор излучателей при небольших длинах распространения аналогичен бесконечному линейному набору, однако дифракция в радиальном направлении приводит к необратимому расширению области, занятой полем, в этом направлении [9, 10]. В связи с этим естественно ожидать, что эффект самовоспроизведения распределения поля быстро исчезает при распространении излучения в пустом пространстве. В то же время после достижения дифрагирующим полем оси пучка дальнейшая эволюция распределения поля не может рассматриваться по аналогии со случаем линейного набора излучателей. Нашей целью является нахождение условий частичного самовоспроизведения при различных длинах распространения.

Простейший подход заключается в использовании приближения, в котором излучение, выходящее из МКВ, аппроксимируется комбинацией гауссовых пуч-

ков с осями, расположенными по осям волноводов, и определенными значениями их фаз. Трансформация гауссовых пучков при распространении в пустом пространстве хорошо известна: нормированное распределение амплитуды поля гауссова пучка после распространения на расстояние  $z$  от перетяжки записывается в виде

$$v_0(r, z) = \left( \frac{2}{w_0^2 \pi} \right)^{1/2} \frac{1}{1 + 2iz/(kw_0^2)} \exp \left[ \frac{ikr^2/(2z)}{1 - ikw_0^2/(2z)} \right], \quad (1)$$

$w_0$  – радиус перетяжки;  $k$  – модуль волнового вектора излучения в пустоте. Распределение амплитуды поля излучения на выходе МКВ и после отражения внешним зеркалом и возвращения в плоскость выходного торца можно записать в виде

$$U_{\text{out}} = \sum_{m=0}^{N-1} C_m v_0(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_m|, 0), \quad (2)$$

$$U_{\text{in}} = \sum_{m=0}^{N-1} C_m v_0(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_m|, 2L).$$

Здесь  $C_m$  – амплитуда гауссова пучка, излученного  $m$ -м микроволокном;  $\mathbf{r}$  – двумерные координаты в плоскости торца МКВ;  $\mathbf{R}_m$  – координаты  $m$ -го микроволокна. Коэффициент связи поля излучения, пришедшего от  $j$ -го микроволокна, с полем в  $l$ -м микроволокне равен проекции распределения интенсивности падающего пучка на исходное гауссово распределение:

$$M_{ij} = \int_{r_i} U_{\text{in}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_j) U_{\text{out}}^*(\mathbf{r}, \mathbf{R}_i) d\mathbf{r} = \frac{-ikw_0^2/(2L)}{1 - ikw_0^2/(2L)} \exp \left\{ \frac{ikR_c^2 \sin^2 \left[ \frac{\pi}{N}(l-j) \right]}{L - ikw_0^2/(2L)} \right\}. \quad (3)$$

Дифракционное расширение гауссова пучка характеризуется величиной  $kw_0^2/(2L) \equiv L_R/L$ , где  $L_R$  – рэлеевская длина пучка. Взаимодействие между пучками характеризуется параметром  $kR_c^2/L$ . Амплитуды гауссовых пучков ( $C$ -коэффициенты) являются собственными векторами системы уравнений, описывающей условие воспроизведения распределения поля по микроволокнам при круговом обходе (МКВ  $\rightarrow$  плоское зеркало  $\rightarrow$  МКВ):

$$\gamma C_j = \sum_{l=1}^{N-1} M_{lj} C_l. \quad (4)$$

Здесь  $\gamma$  – собственное число моды резонатора, образованного МКВ и внешним плоским зеркалом. Из выражения (3) следует, что элементы матрицы  $M_{lj}$  зависят от модуля разности номеров микроволокон  $|l-j|$ . Учитывая условие периодичности  $C$ -коэффициентов, для решенной системы (4) имеем

$$C_j^{(m)} = \exp(\pm 2ijm\pi/N), \quad (5)$$

где  $m$  – номер супермоды, изменяющийся от нуля до  $(N-1)/2$  ( $N$  предполагается нечетным). Следует заметить, что все супермоды МКВ вырождены (собственные значения равны для мод с номерами  $+m$  и  $-m$ ). Исключением является лишь синфазная супермода набора, у которой все микроволокна генерируют с нулевой разностью фаз. В случае четного  $N$  невырождена также противифазная супермода, у которой разность фаз между

соседними волноводами равна  $\pi$ . Но для нечетного  $N$  эта мода не удовлетворяет условию периодичности  $C_j^{(m)}(N) = C_j^{(m)}(0)$ .

Собственные числа супермод получаются подстановкой (5) в систему уравнений (4):

$$\gamma_m = \sum_j M(j) \exp(2ijm\pi/N). \quad (6)$$

В частности, для синфазной моды ( $m=0$ ) имеем

$$\gamma_0 = \sum_j M(j) = N \frac{-iL_R/L}{1 - iL_R/L} \exp \left( \frac{ikR_c^2}{2L} \frac{1}{1 - iL_R/L} \right) \times \sum_{l=-\infty}^{+\infty} (-i)^{Nl} J_{Nl} \left( \frac{kR_c^2/2}{L - iL_R} \right), \quad (7)$$

где  $J_{Nl}(z)$  – функция Бесселя  $Nl$ -го порядка. Оценка рэлеевской длины для пучка, излучаемого микроволокном, при  $w_0 = 5$  мкм,  $R_c = 140$  мкм,  $N = 61$  дает  $L_R \approx 75$  мкм. Для пучка с радиусом перетяжки 140 мкм  $L_R = 5.9$  см. С увеличением  $L$  аргумент функций Бесселя в выражении (7) уменьшается. Для достаточно больших  $L \geq L_N \approx kR_c^2/(2N) \approx 1$  мм основной вклад в сумму в правой части соотношения (7) дает член с функцией Бесселя нулевого порядка. На этих расстояниях для собственного значения синфазной моды можно записать простое выражение:

$$\gamma_0 = N \frac{-iL_R/L}{1 - iL_R/L} \exp \left[ \frac{ikR_c^2/(2L)}{1 - iL_R/L} \right] J_0 \left( \frac{kR_c^2/2}{L - iL_R} \right). \quad (8)$$

В пределе больших расстояний  $J_0[kR_c^2/(2L)] \rightarrow 1$ . После прохождения критического расстояния  $L_{cr}$ , когда аргумент функции Бесселя в (8) равен первому нулю, осцилляции собственного числа, описываемые выражением (8), исчезают. В диапазоне расстояний от  $L_N$  до  $L_{cr}$  функция Бесселя может быть заменена асимптотическим выражением с осцилляциями. На больших расстояниях  $L > kR_c^2/2$  амплитуда собственного значения может быть приближенно записана как  $|\gamma_0| \approx NL_R/L$ .

Для условий эксперимента, описанного в работе [3], распространение синфазной моды в МКВ было рассчитано численно по методу, описанному в [2]. Численное моделирование позволяет найти характеристики излучаемой моды для реального профиля показателя преломления. Полученное распределение поля было взято в качестве начального для расчета распространения излучения в пустом пространстве. Для каждого расстояния  $2L$  собственное значение для синфазной моды находилось проецированием распределения возвращаемого поля на распределение поля, излучаемого МКВ.

При применении аналитической модели к эксперименту в реальной геометрии МКВ возникает проблема определения параметров, входящих в аппроксимацию. Грубо говоря, необходимо определить радиус перетяжки гауссова пучка, имитирующего реальное распределение поля в микроволокне. По формуле (7) рассчитывалось собственное число как функция длины распространения в свободном пространстве. Радиус перетяжки  $w_0$  использовался как подгоночный параметр при сравнении аналитически и численно полученных значений  $|\gamma_0(L)|$ . Оказалось, что радиус перетяжки определяет главным образом максимумы зависимости амплитуды собственного числа от  $2L$ . Результат согласования численного расчета

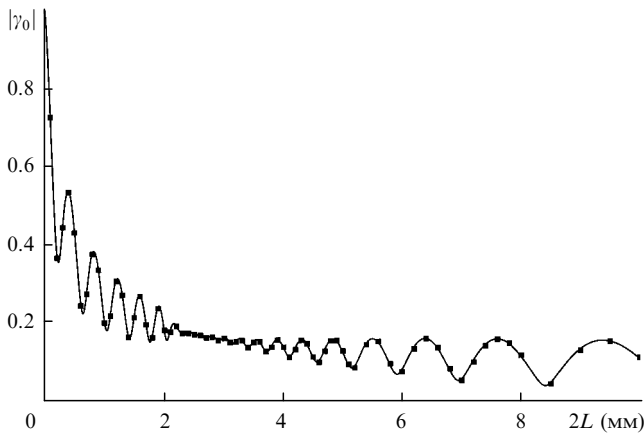


Рис.2. Зависимость модуля собственного числа синфазной моды от длины распространения  $2L$ , рассчитанная по формуле (7); точки – результат численного моделирования.

с аналитической моделью представлен на рис.2 ( $w_0 = 4.5$  мкм). Видно, что это согласование практически идеальное.

Из формул (3) и (6) можно вывести выражение для собственного значения  $m$ -й супермоды:

$$\gamma_m = N \frac{-iL_R/L}{1 - iL_R/L} \exp\left(\frac{ikR_c^2}{2L} \frac{1}{1 - iL_R/L}\right) \times \sum_{l=-\infty}^{+\infty} (-i)^{N+m} J_{N+l+m} \left(\frac{kR_c^2}{2L - ikw_0^2}\right), \quad (9)$$

Из последнего выражения видно, что собственные числа мод с  $m = 1, 2, \dots$  в зависимости от длины распространения ведут себя аналогично. При распространении на длину порядка  $L_N$  и больше в сумме остается только член с  $l = 0$ , причем в диапазоне  $L_N < L < L_{cr}$  соответствующая функция Бесселя может быть заменена ее асимптотическим выражением. В частности, осцилляции функций Бесселя с четными  $m$  происходят в фазе. Аналогично все функции с нечетными  $m$  колеблются синхронно со сдвигом относительно функций с четными  $m$  на  $\pi/2$ .

В случае независимой генерации излучения отдельными микроволокнами обратная связь в резонаторе определяется частью мощности дифрагировавшего пучка, возвращающейся в то же микроволокно. Соответствующее собственное значение  $\gamma_{ind} = M(0) = |1 + iL/L_R|^{-1}$ . При больших расстояниях до зеркала оно равно  $kw_0^2/L$ , т. е. отношению квадратов радиуса перетяжки и радиуса дифрагировавшего пучка после распространения на расстояние  $2L$ .

Хорошее соответствие между аналитическим и численным подходами оправдывает дальнейшее использование аналитической модели. На рис.3 представлены полученные зависимости модулей собственных чисел супермод МКВ от длины распространения  $2L$  для синфазной моды, моды с  $m = 1$  и «почти противофазной» моды (т. е. ближайшей к запрещенной в данной конфигурации противофазной моде) с  $m = (N - 1)/2 = 30$ . Здесь же для сравнения приведена зависимость от длины распространения амплитуды собственного числа, соответствующего режиму независимой генерации микроволокон. Поскольку пороговое усиление и мощность накачки пропорциональны  $\ln(|\gamma|^{-1})$ , режим независимой генерации микроволокон практически исключен при достаточно

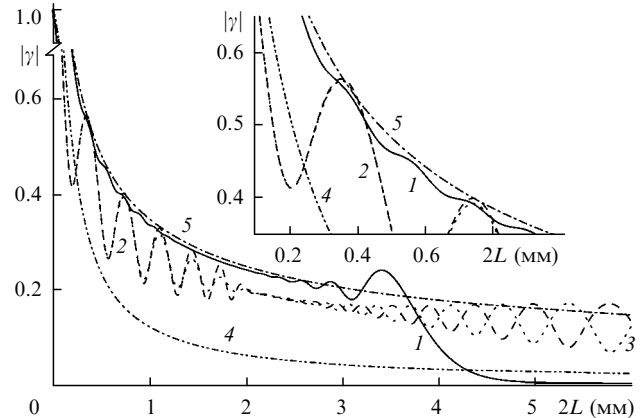


Рис.3. Модули собственных чисел  $|\gamma_m|$  супермод с  $m = 30$  (1), 0 (2) и 1 (3) и модули собственных значений  $|\gamma_{ind}|$  для несфазированной генерации микроволокон в двумерном 2D (4) и одномерном 1D (5) случаях в зависимости от длины распространения  $2L$ .

большом расстоянии до зеркала. Быстрое уменьшение  $|\gamma_0(L)|$  с расстоянием объясняется сильной двумерной дифракцией излучения отдельного гауссова пучка. Интерференция между различными пучками изменяет распределение поля только в азимутальном направлении. Для оценки влияния интерференции можно рассмотреть ситуацию, когда дифракция разрешена только в радиальном направлении ( $\gamma_{ind}(1D) = [\gamma_{ind}(2D)]^{1/2}$ ). Кривая 5 на рис.3, представляющая собой зависимость  $\gamma_{ind}(1D)$  от длины распространения  $2L$ , при  $2L < 3$  мм близка к кривой 1 для «почти противофазной» моды ( $m = (N - 1)/2$ ) и проходит через максимумы кривой 2 для синфазной моды.

Из рис.3 видны общие свойства поведения собственных чисел мод с небольшими номерами ( $m = 0, 1$ ): эти числа осциллируют в области между кривыми 4 и 5 с периодом, уменьшающимся до нуля при  $L \sim L_N$  и увеличивающимся с дальнейшим ростом  $L$ . Рассмотрение профилей поля на малых длинах распространения показывает, что осцилляции  $\gamma$  являются проявлением эффекта Тальбо. Собственное значение «почти противофазной» моды также колеблется (хотя и с малой амплитудой) с вдвое меньшим периодом, как и в теории эффекта Тальбо для одномерного случая.

Глубина модуляции зависимостей собственных чисел определяется фактором заполнения, в данной ситуации определяемым как отношение диаметра микроволокна к периоду набора:  $2w_0N/(2\pi R_c) > 0.6$ . Такой большой фактор заполнения приводит к малой глубине модуляции. Новым по отношению к одномерному эффекту Тальбо является уменьшение периода самовоспроизведения распределения поля при распространении в пустом пространстве. При малых расстояниях этот период практически равен известной длине Тальбо  $L_T = 2d^2/\lambda$ , где  $d$  – расстояние между микроволокнами. При распространении в пустом пространстве пучки излучения эффективно смещаются к оси, уменьшая расстояние между осями отдельных пучков, что ведет к уменьшению длины самовоспроизведения.

При  $L > L_N$  поведение кривых на рис.3 полностью меняется. Наши оценки показывают, что при соответствующей длине распространения поле излучения в результате дифракции достигает оси системы. Дальнейшая эволюция  $|\gamma_m|$  для  $m = 0, 1, 2, \dots$  с ростом  $L$  хорошо описывается выражением (8) и его обобщением на случай

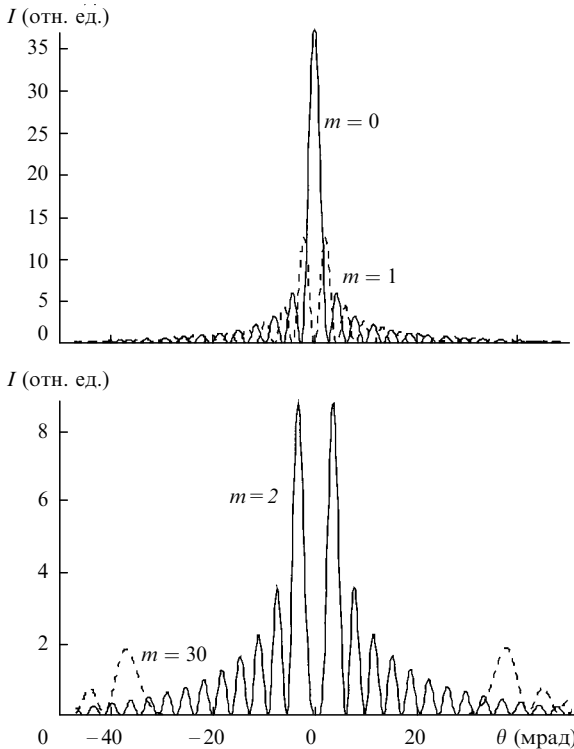


Рис.4. Распределения интенсивности  $I$  в поперечном сечении различных супермод МКВ в дальней зоне в зависимости от угла наблюдения  $\theta$ .

$m \neq 0$ . Осцилляции с увеличивающимся периодом связаны с асимптотическим поведением соответствующих функций Бесселя. Физической причиной подобного поведения  $|\gamma_m|$  является распространение излучения МКВ в зону фраунгоферовской дифракции с формированием в распределении поля системы концентрических колец. Эти кольца расширяются при распространении излучения, так что интеграл перекрытия системы колец с кольцом микроволокон осциллирует. Что касается поведения моды с  $m = 30$ , то соответствующая функция Бесселя  $J_{N/2}[kR_c^2/(2L)]$  имеет максимум вблизи  $L = 2L_N \approx 2$  мм, быстро уменьшаясь до нуля при дальнейшем распространении как  $\sim [kR_c^2/(2L)]^{N/2}$ .

Чтобы проиллюстрировать различие распределений поля в дальней зоне для разных супермод, на рис.4 представлены поперечные сечения этих распределений для синфазной моды ( $m = 0$ ), двух соседних мод ( $m = 1, 2$ ) и соседней с противофазной моды ( $m = 30$ ). Можно заметить, что все супермоды низших порядков имеют ширину распределения поля в дальней зоне одного порядка. Единственное отличие синфазной моды заключается в «ярком» пике на оси. В то же время распределение поля в дальней зоне для противофазной моды ( $m = 30$ ) представляет собой узкое кольцо радиусом  $2\lambda/d \sim 38$  мрад, где  $d = 2\pi R_c/N$ .

Таким образом, нами разработана аналитическая модель фазирования излучения отдельных волокон МКВ внешним зеркалом, которая описывает экспериментальные данные работы [3]. Прекрасное согласие результатов модельного и прямого численного расчетов распространения поля излучения подтверждает предположения модели. Наблюдавшиеся в эксперименте режимы генерации коллективных мод низкого порядка на самом деле являются не проявлением эффекта Тальбо, а, скорее, следствием лучшего перекрытия возвращающихся в МКВ по-

лей по сравнению со случаем несфазированной генерации. При этом ценой селекции коллективных мод являются высокие дифракционные потери.

### 3. Анализ системы, состоящей из МКВ и вогнутого зеркала

Анализ резонатора с плоским внешним зеркалом показывает, что для подавления режима независимой генерации отдельных волноводов необходимо достаточно большое расстояние между МКВ и зеркалом. При этом потери основной моды оказываются большими. Одним из путей решения этой проблемы является использование не плоского, а вогнутого зеркала с радиусом кривизны  $R$ . Выражение для коэффициентов связи  $M_{lj}$  пучков с гауссовой аппроксимацией, излучаемых кольцевым набором микроволокон, может быть получено в виде

$$M(l-j) = \frac{-\exp[-ikR_c^2/(AR)]}{1 + iL/L_R} \times \exp\left[\frac{ikR_c^2 \sin^2\left(\frac{\pi}{N}(l-j)\right)}{AL - 1 - iL_R/L}\right], \quad (10)$$

где  $A = 1 - (L - iL_R)/R$ . Подставляя выражение (10) в формулу (6) для каждой супермоды, можно снова построить зависимость соответствующего собственного числа от расстояния до зеркала. На рис.5 представлены зависимости от  $L$  собственных чисел при радиусе зеркала  $R = 25$  мм.

Особенностью такой системы по сравнению с системой с плоским зеркалом является восстановление распределения поля вблизи  $L = R$ , что соответствует концентрическому резонатору. При точном выполнении равенства распределение поля, возвращающегося в МКВ, является зеркальным отражением распределения излученного поля. Так как для синфазной моды распределения поля во всех микроволокнах тождественны, то синфазное распределение для нечетного набора восстанавливается с поворотом на полпериода набора. В результате перекрытие возвращаемого и излучаемого полей будет плохим.

Положение можно исправить, вспомнив, что вблизи центра сферического зеркала при условии выполнения приближения параксиальной оптики для периодических когерентных излучателей возникает система изображе-

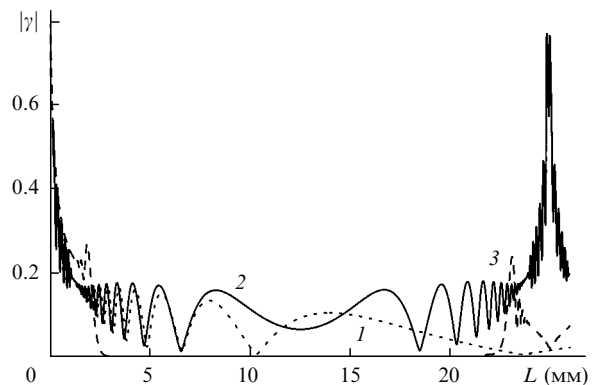


Рис.5. Зависимости модулей собственных чисел супермод резонатора от положения выходного зеркала  $L$  для синфазной моды в резонаторе с плоским зеркалом (1), а также синфазной моды (2) и моды с  $m = 30$  (3) в резонаторе с зеркалом с радиусом кривизны  $R = 25$  мм.

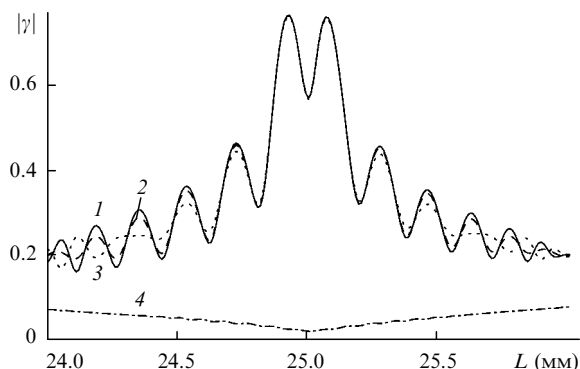


Рис.6. Зависимости модуля собственных чисел супермод резонатора от положения  $L$  выходного зеркала с радиусом кривизны  $R = 25$  мм для синфазной моды (1) и мод с  $m = 1$  (2), 2 (3) и 30 (4).

ний, обусловленных эффектом Тальбо в сходящихся пучках. На качественном уровне переход к геометрии сходящихся пучков означает, что теперь длина Тальбо — переменная величина, т. к. период расположения образов на окружности уменьшается при приближении к ее центру. Чтобы получить максимальную степень корреляции, нужно отстроить  $L$  от  $L = R$  на четверть локальной длины Тальбо, тогда в результате обхода резонатора поле синфазной моды претерпит инверсию относительно оси системы и поворот в азимутальном направлении на полпериода [11]. Таким образом, почти все поле, излученное микроволокном, попадет в микроволокно, расположенное на противоположной стороне МКВ. Максимальное собственное число синфазной моды будет, однако, меньше единицы, поскольку резонатор уже не является концентрическим и распределение поля, возвращаемого в микроволокно, не совпадает точно с волноводной модой. В то же время для несфазированного режима генерации поля в симметрично расположенных микроволокнах не связаны и этот режим подавляется.

Для моды с  $m = 30$ , близкой к противофазной, распределение поля при изменении  $L$  на четверть соответствующего расстояния Тальбо почти точно воспроизводится без поворота на половину периода в азимутальном направлении. Таким образом, максимум распределения возвращаемого в МКВ поля для противофазной моды оказывается между микроволокнами, так что генерация этой моды сильно подавляется.

При дальнейшей отстройке  $L$  от значения, соответствующего концентрическому резонатору, поведение собственных значений супермод низших порядков аналогично наблюдаемому для плоского зеркала при малых  $L$ . В результате эффекта Тальбо собственные значения колеблются на фоне их общего уменьшения (см. рис.6). При

этом при отстройках  $L$ , кратных половине длины Тальбо,  $|\gamma_0|$  больше остальных собственных чисел и есть надежда получить режим генерации одной синфазной моды. В рассмотренной схеме требуется высокая точность юстировки элементов, что может оказаться серьезной проблемой при ее реализации.

#### 4. Заключение

Анализ распространения излучения МКВ в свободном пространстве показывает, что использование внешнего зеркала позволяет достигнуть значительной степени межмодовой дискриминации и получить режим сфазированной генерации МКВ. Теория, разработанная для резонатора, состоящего из МКВ и плоского зеркала, согласуется с результатами эксперимента и численного моделирования. Показано, что при замене плоского внешнего зеркала вогнутым можно добиться такой же фазовой синхронизации (что позволяет получить излучение с малой угловой расходимостью) при существенном уменьшении паразитных потерь. Основное преимущество этой схемы заключается в возможности значительно уменьшить потери, которые присущи схеме с плоским зеркалом.

Авторы выражают свою благодарность Н.Н.Елкину за проведение численных расчетов, результаты которых были использованы для нормировки гауссовой аппроксимации. Работа была инициирована сотрудниками Института им. Макса Борна (М.Враге (M.Wrage), П.Гласом (P.Glas) и др.) и выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 99-02-17469).

1. Glas P., Naumann M., Schirrmacher A., Pertsch Th. *Optics Comms*, **151**, 614 (1998).
2. Elkin N.N., Napartovich A.P., Sucharev A.G., Troschieva V.N., Vysotsky D.V. *Optics Comms*, **177**, 207 (2000).
3. Glas P., Fischer D., Sandrock T., Wrage M., Pertsch Th. *Techn. Digest Conf. on Lasers and Electro-Optics* (San Francisco, USA, 2000, paper CFH3).
4. Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р., Лиханский В.В., Напартович А.П., Письменный В.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 63 (1986).
5. Leger J.R., Swanson G.J. *Optics Letts*, **15**, 288 (1990).
6. Голубенцев А.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. *ЖЭТФ*, **93**, 1199 (1987).
7. Mehuys D., Mitsunaga K., Eng L., Marshall W.K., Yariv A. *Appl.Phys.Letts*, **53**, 1165 (1988).
8. Глова А.Ф., Елкин Н.Н., Лысков А.Ю., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **23**, 630 (1996).
9. Lapucci A., Ciofini M., Mascalchi S., Di Fabrizio E., Gentili M. *Appl.Phys.Letts*, **73**, 2549 (1998).
10. Lapucci A., Ciofini M. *Appl.Optics*, **38**, 4552 (1999).
11. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).