

Фазовая синхронизация многоканального волоконного лазера с большим разбросом оптических длин

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович, В.Н.Трощива

Исследована возможность фазовой синхронизации лазера на многоканальном волокне с разбросом оптических длин микроканалов, составляющим десятки длин волн лазерного излучения. Показано, что фазовая синхронизация в таких условиях достижима при использовании внутрирезонаторного фильтра в форме кольцевого волновода, длина которого равна 1/4 длины Тальбо. Указано на возможность реализации с помощью такого фильтра глобальной связи между каналами без дополнительных потерь излучения.

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

1. Введение

Волоконные лазеры с диодной накачкой используются во многих коммерческих приложениях как дешевый, мощный и удобный в обращении источник лазерного излучения высокой яркости. Перспективным подходом в разработке компактных волоконных лазеров высокой мощности является использование многоканального волокна (МКВ). Предложенная в [1] конструкция МКВ состоит из набора N одномодовых микроволокон (микроканалов), расположенных на окружности внутри многомодового волокна. Микроканалы легированы ионами Nd^{3+} и накачиваются излучением диодного лазера, распространяющимся по многомодовому волокну (рис.1).

В отсутствие фазовой синхронизации каналов в волоконном лазере расходимость выходного излучения определяется апертурой микроканала. Сфазированный режим генерации характеризуется разностью фаз между соседними микроканалами, равной $2\pi m/N$ для m -й супермоды. Синфазная супермода с нулевой разностью фаз между каналами ($m = 0$) имеет поле в дальней зоне в виде функции Бесселя нулевого порядка. При этом осевая яркость в N^2 раз больше, чем при независимой генерации в отдельных микроканалах.

Для синхронизации выходного излучения лазера с МКВ необходимо использовать дополнительные оптические элементы. Как было показано в работе [2], перспективным направлением в достижении сфазированной генерации набора лазеров является использование эффекта Тальбо [3, 4], т. е. воспроизведения периодического распределения поля при распространении в пространстве на определенное расстояние. Расстояние, на котором происходит самовоспроизведение (длина Тальбо), определяется для одномерного распределения поля или квадратной решетки как $z_T = 2L^2/\lambda$, где λ – длина волны излучения, L – период распределения поля.

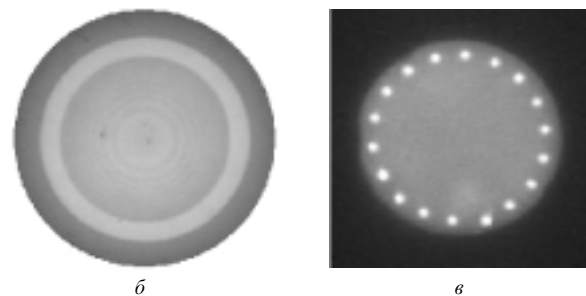
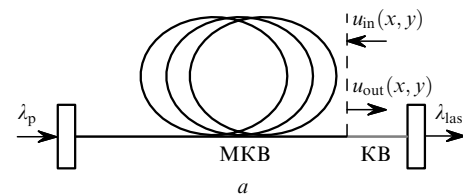


Рис.1. Схема МКВ-лазера с кольцевым волноводом (КВ) и внешним зеркалом (а) и выходные сечения КВ (б) и МКВ (в); λ_p , $\lambda_{\text{лас}}$ – длины волн накачки и генерации.

Применимость теории эффекта Тальбо к системе с кольцевым набором излучателей требует отдельного изучения. Ранее, как теоретически, так и в эксперименте, были исследованы различные способы синхронизации излучения МКВ-лазера с кольцевым расположением микроканалов. В работе [5] теоретически и экспериментально исследовался МКВ-лазер с плоским внешним зеркалом, расположенным на расстоянии $z_T/4$ или $z_T/2$ от МКВ. При этом в эксперименте наблюдалось распределение поля в дальней зоне, соответствующее генерации антифазной супермоды и соседних с ней супермод на фоне шумовой засветки с широкой расходимостью.

Теоретический анализ резонатора, состоящего из МКВ и внешнего зеркала, проведенный в [6], показал, что дифракция в радиальном направлении быстро разрушает пространственно-периодическое распределение поля. Было установлено, что для достижения одномодового режима генерации необходимо либо увеличивать расстояние между МКВ и зеркалом, что приводит к большим потерям, либо использовать сферическое зер-

кало, образующее концентрический резонатор. Однако последнее предложение на практике не дало хороших результатов.

В работе [7] для уменьшения потерь было предложено использовать кольцевой волновод (КВ) между МКВ и внешним зеркалом. КВ представляет собой многомодовое волокно, внутри которого содержится кольцо с увеличенным показателем преломления и с радиусом и толщиной, согласованными с конструкцией МКВ. При этом был получен сфазированный режим генерации с распределением выходного излучения, близким к антифазному.

Селекция супермоды в МКВ-лазере с пространственным фильтром на эффекте Тальбо анализировалась в [5–7] в предположении идентичности параметров микроканалов. Однако в процессе изготовления МКВ-лазера идентичность каналов нарушается. Экспериментальная реализация структуры МКВ показывает, что наиболее трудно уменьшить разброс оптических длин отдельных микроканалов. Разброс постоянных распространения излучения, возникающий, главным образом, вследствие неодинаковости диаметров микроканалов после вытягивания МКВ, для использовавшихся в эксперименте [5, 7] образцов (длиной 30–150 см) приводит к разбросу оптических длин микроканалов порядка нескольких десятков длин волн.

Аналогичная ситуация встречалась ранее при генерации в широкоапертурном лазере с зеркалом в виде набора ретрозеркал и угловым селектором излучения [8]. Обмен излучением между субрезонаторами, образуемыми общим плоским зеркалом и отдельными ретрозеркалами, может повысить когерентность поля. В работе [9] указана возможность частичной автофазировки поля, возникающая при большом различии длин субрезонаторов. В настоящей работе такая возможность детально анализируется на примере МКВ-лазера с пространственным фильтром в форме КВ.

2. Моды МКВ-лазера с фильтром Тальбо в пределе узких микроканалов

Рассмотрим конфигурацию МКВ-лазера, представленную на рис. 1. МКВ соединено с КВ длиной $z_T/4$, имеющим на торце плоское зеркало. Предполагается, что КВ удерживает только одну радиальную моду. Обычный метод нахождения мод резонатора лазера заключается в исследовании изменения поля излучения при круговом обходе резонатора. Хотя частота излучения во всех микроканалах одинакова, фаза поля меняется по набору микроканалов случайным образом. В общем случае, учитывая, что микроволокна удерживают одну моду, выходящее из МКВ поле можно представить в виде

$$u_{\text{out}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{N-1} a_n \exp(i\varphi_n) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{cn}), \quad (1)$$

где a_n и φ_n – амплитуда и фаза поля, излучаемого n -м микроканалом; $f(\mathbf{r})$ – функция, описывающая пространственное распределение поля моды микроволокна с центром в точке \mathbf{r}_{cn} , одинаковая для всех каналов; центры микроканалов лежат эквидистантно на окружности радиусом R_c с центром на оси многомодового волокна.

Распространение излучения по КВ в приближении параксиальной и скалярной оптики описывается следующим уравнением для амплитуды поля $u(x, y, z)$:

$$2ikn_0 \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме; n_0 – показатель преломления среды; z – координата в направлении распространения излучения; x, y – поперечные координаты. Длина Тальбо в среде $z_T = 2n_0 A^2/\lambda$, где A – расстояние между центрами соседних микроканалов.

Поскольку предполагается, что КВ удерживает одну радиальную моду, то распределение поля в КВ фиксировано в радиальном направлении. Можно показать, что распространение поля в КВ в таком приближении сводится к распространению в планарном волноводе с условием периодичности, соответствующим циклическому обходу по углу в азимутальном направлении. При этом период $2\pi R_c = NA$. Длина Тальбо z_{TN} для такого периода в N^2 раз больше z_T , определяемого периодом A . В работах [10, 11] найдено распределение поля для дробного значения длины Тальбо в случае периодической структуры, образованной ступенчатыми излучателями с апертурой $2a$, меньшей A/N . В работе [12] было показано, что, используя такого рода решение в задаче о распространении поля, заданного формулой (1), на расстояние $z_T/2 = z_{TN}/(2N^2)$ и проецируя результат на моды микроканалов

$$u_{\text{in}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{N-1} C_n f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{cn}),$$

в пределе малого фактора заполнения

$$\frac{2a}{A} < \frac{1}{N} \quad (3)$$

можно получить следующее простое выражение для коэффициентов C_n :

$$C_n = \frac{(-1)^n}{N\sqrt{i}} \sum_{j=0}^{N-1} (-1)^j a_j \exp(i\varphi_j). \quad (4)$$

Это значит, что в пределе малого фактора заполнения для любого исходного набора a_j, φ_j распределение поля, падающего на МКВ после кругового обхода КВ, оказывается антифазным с равными амплитудами во всех микроканалах. Такое распределение поля является единственной поперечной модой МКВ-лазера. Ее собственное число может быть найдено простыми итерациями:

$$\gamma = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\exp(i\varphi_n)}{N\sqrt{i}}, \quad (5)$$

где φ_n – набег фаз в микроканалах. Выражение (4) показывает, что круговой обход по КВ в пределе узких каналов приводит к связи между всеми каналами. По структуре матрицы связи она описывает так называемую связь «каждый с каждым» (другое название – глобальная связь), рассмотренной впервые авторами [13].

В [4] было показано, что глобальная связь приводит к выделению синфазной моды для положительного коэффициента связи, сохраняющейся при немалом разбросе собственных частот лазеров (при отрицательном коэффициенте связи выделяется антифазная супермода). Предложенные ранее способы организации связи, приближающейся по радиусу обмена к глобальной связи, сопровождаются значительными потерями излучения [4].

Один из вариантов связи, также использующий эффект Тальбо для линейки лазеров, был рассмотрен в [14]. Авторы [14] нашли, что фактор заполнения $\sim 1/N$ обеспечивает связь, близкую к глобальной, и потому делает моды (синфазную или антифазную) нечувствительными к флуктуациям параметров. Однако дифракционные потери излучения при этом велики даже для идеальной системы. Рассматриваемая нами конструкция демонстрирует возможность реализации глобальной связи между элементами с нулевыми потерями для идеальной системы. Таким уникальным свойством конструкция обязана расположению элементов по кольцу, так что в ней отсутствуют концевые эффекты. Следует отметить, что система лазеров с глобальной связью сохраняет когерентность полного поля даже в нестационарном режиме, вызванном разбросом параметров отдельных лазеров и резонансом биений мод с релаксационными колебаниями [15].

3. Синхронизация МКВ-лазера с микроканалами конечного размера

В эксперименте [7] фактор заполнения апертуры кольца излучением микроканалов не удовлетворял неравенству (3). Однако фазовая синхронизация наблюдалась в условиях, когда оцениваемый разброс оптических длин микроканалов составлял десятки длин волн. Чтобы объяснить наблюдаемое явление, нужно вспомнить о том, что фазовый набег при прохождении микроволокна зависит от частоты излучения. Разность фазовых набегов, кратная 2π , не влияет на сложение полей. Остатки от деления полного набег фаз при двойном проходе микроканалов на 2π , вообще говоря, заполняют равномерно весь интервал $0 - 2\pi$.

При изменении частоты набор этих фаз (в дальнейшем мы будем говорить только об остаточных фазах) изменяется. Лазер отличается свойством подстройки частоты под ту частоту, при которой разность между усилением и потерями максимальна. Квантование частоты, связанное с наличием продольных мод, в данной конструкции оказывается несущественным. Это значит, что при генерации реализуется не просто статистическое распределение набег фаз, а лишь то, которое позволяет обеспечить лучшие условия для генерации, частота излучения при этом играет роль параметра, автоматически подстраивающегося под эти условия.

В нашей системе имеется ещё один параметр, характеризующий радиус обмена излучением между микроканалами, – это фактор заполнения апертуры КВ излучением микроканалов. В эксперименте [7] он хотя и мал, но не удовлетворяет критерию (3). Следует ожидать, что с ростом апертуры микроканала поле после обхода КВ не будет точно соответствовать антифазной моде. Это значит, что будут возникать соседние с антифазной моды, не сильно отличающиеся от неё по структуре [12].

В частности, для условий эксперимента [7] фактор заполнения составляет $\sim 3/N$ и в МКВ возбуждается распределение, являющееся линейной комбинацией распределений с $m = 8, 9$ и 10 . При этом коэффициенты разложения генерируемого распределения по супермодам зависят от распределения φ_n на данной частоте. Поле, излучаемое одним из микроканалов, из-за дифракции попадает не во все микроканалы после одного обхода КВ, т. к. условие (3) не выполняется. В рассматриваемой кон-

струкции МКВ-лазера связь по всему набору микроканалов устанавливается за несколько обходов излучением резонатора. Мы, однако, воспользуемся выражением (5), строго справедливым для $2a/\Lambda < 1/N$, исходя из предположения, что условия оптимального воспроизведения поля изменяются мало при увеличении фактора заполнения.

Предлагаемый алгоритм расчёта супермоды в рассматриваемой конструкции состоит в следующем. Для заданного случайного набора оптических длин микроканалов находятся фазовые сдвиги φ_n , изменяющиеся, когда частота излучения сканируется в пределах полосы усиления среды. Для каждого данного набора фаз вычисляется модуль собственного числа моды МКВ-лазера по выражению (5), справедливому в пределе малого фактора заполнения (3). Эта операция повторяется при изменении частоты излучения. Найденная зависимость собственного числа от частоты используется для выбора частоты генерации, для которой выполняется численный расчёт по трёхмерной дифракционной модели, описанной в [16].

Для определенности положим, что разброс постоянных распространения в микроканалах обусловлен различием их диаметров. Рассмотрим МКВ длиной L , содержащее N микроканалов с радиусами r_n . Радиус микроканала является случайной величиной, зависящей от его номера, со средним значением a и дисперсией $\Delta \ll a$. Длину волны излучения определим как $\lambda = \lambda_0 + \delta\lambda$, где λ_0 – длина волны, соответствующая центру полосы усиления. Тогда набег фазы в n -м микроканале φ_n может быть получен с точностью до общего для всех микроканалов слагаемого:

$$\varphi_n(\delta\lambda) \approx 2\delta\beta L \frac{\delta r_n}{a} + 4\delta\beta L \frac{\delta r_n}{a} \frac{\delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (6)$$

где δr_n – вариация радиуса микроканала; $\delta\beta$ – усреднённая по набору микроканалов модовая поправка к постоянной распространения, выражение для которой приближенно можно записать в виде $\delta\beta \approx (2.405)^2 \lambda_0 / (4\pi n_0 a^2)$.

Первое слагаемое в правой части выражения (6) отвечает случайному разбросу фаз выходного излучения МКВ при генерации на длине волны λ_0 . Этот разброс фаз оказывается гораздо больше 2π для параметров МКВ, соответствующих эксперименту [7]: 18 микроканалов со средним радиусом $a = 4$ мкм расположены на окружности радиусом $R_c = 131$ мкм в многомодовом волокне с радиусом 145 мкм, $\Delta \sim 0.2$ мкм, $L \sim 60$ см. Второй член в правой части уравнения (6) приводит к изменению распределения φ_n при изменении частоты излучения. Очевидно, что изменение частоты поля имеет смысл рассматривать в пределах спектральной полосы усиления.

Выражение (5) для собственного числа в пределе малого фактора заполнения при использовании формулы (6) приобретает вид

$$|\gamma(\delta\lambda)| \approx \left| N^{-1} \sum_{n=0}^{N-1} \exp \left[4i\delta\beta L \frac{\delta r_n}{a} \left(1 + \frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \right) \right] \right|. \quad (7)$$

Модуль величины γ , рассчитанный по формуле (7), в зависимости от отстройки длины волны излучения, нормированной на ширину полосы усиления, представлен на рис.2. При этом полуширина полосы усиления неодо-

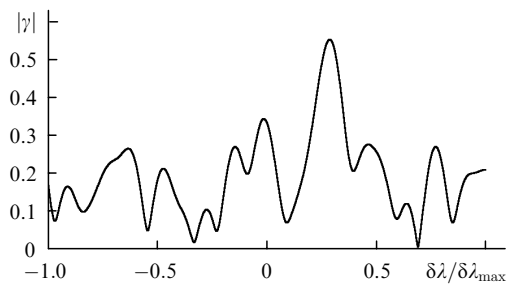


Рис.2. Модуль собственного числа антифазной моды МКВ-лазера в зависимости от нормированной отстройки длины волны излучения.

вого стекла $\delta\lambda_{\max}$ была взята равной 50 \AA в соответствии с [17]. Набор радиусов микроволокон r_n был рассчитан при помощи генератора случайных чисел. Из рис.2 видно, что для конкретной выборки оптических длин микроволокон вариации модуля собственного числа при изменении частоты значительны. В том числе существуют длины волн излучения, при которых собственное число антифазной моды по модулю больше 0.5.

Вводя стандартное в теории фазовой синхронизации понятие полосы захвата (см., напр., [4]), наблюдаемый эффект можно описать проще. Число микроканалов, для которых фазовый сдвиг попадает в полосу захвата, также меняется в зависимости от частоты излучения. Было подсчитано максимальное в пределах спектральной полосы усиления число микроканалов, попадающих в полосу захвата, N_{\max} в зависимости от полуширины полосы захвата Δ_c . Данная зависимость представлена на рис.3 после усреднения по 12 случайным выборкам радиусов микроканалов r_n . Видно, что возможность подстройки частоты излучения в пределах спектральной полосы усиления в случае узкой полосы захвата приводит к существенному увеличению числа элементов, которые могут быть охвачены фазовой синхронизацией.

В работе [9] при исследовании лазера с составным ретрозеркалом и угловым селектором было получено выражение для максимальной яркости излучения, отраженного от ретрозеркал, которые были поставлены на разных расстояниях от исходной плоскости фронта падающей волны. После усреднения по случайным реализациям расположения ретрозеркал на основе теории экстремальных значений в работе [9] было выведено асимптотическое выражение для средней максимальной яркости. В пределе малого фактора заполнения в рас-

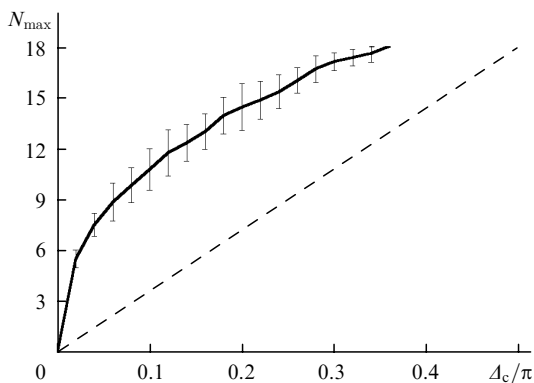


Рис.3. Максимальное число микроканалов, попадающих в полосу захвата, усреднённое по 12 реализациям МКВ, в зависимости от полуширины полосы захвата. Штриховая линия соответствует среднему числу микроканалов в полосе.

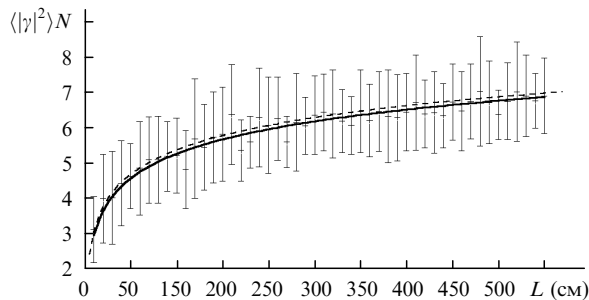


Рис.4. Зависимости величины $\langle |\gamma|^2 \rangle N$ при усреднении по 25 реализациям МКВ от длины МКВ: сплошная кривая – наилучшая аппроксимация функцией $A + \ln L$, где $A = 0.67 \pm 0.03$; штриховая кривая – расчёт по формуле (8).

сматриваемой конструкции яркости соответствует величина $\langle |\gamma|^2 \rangle N$, где угловые скобки означают усреднение по реализациям МКВ, так что можно получить

$$\langle |\gamma|^2 \rangle N \approx C + \ln \left[NL \frac{\delta\lambda_{\max} A}{a^3 \pi} \left(\frac{2.405}{n_0} \right)^2 \right], \tag{8}$$

где $C \sim 0.577$. На рис.4 приведена зависимость от длины МКВ величины $\langle |\gamma|^2 \rangle N$, усредненной по 25 реализациям МКВ и рассчитанной по формуле (8). Видно, что в рамках погрешности квадрат модуля собственного числа действительно имеет логарифмическую зависимость от длины МКВ. Для рассматриваемых параметров эффективность синхронизации МКВ-лазера практически перестает расти при длине МКВ более 1–2 м.

4. Численное моделирование МКВ-лазера с большим разбросом оптических длин микроканалов

Оптическая мода МКВ-лазера находилась путём численного расчёта итерационным методом с использованием трёхмерной дифракционной программы, описанной в работе [16]. Каждая итерация состояла из расчёта двойного прохода поля по КВ длиной $z_T/4$, проецирования поля на набор мод микроканалов и добавления набора фаз, определяемого для данной реализации МКВ и выбранной длины волны излучения. Эти итерации продолжались до сходимости, определяемой заданной точностью воспроизведения.

В случае идеального МКВ выходное излучение имеет антифазное распределение поля между микроканалами, что приводит к появлению множества пичков в дальней зоне. Структуру поля в дальней зоне можно существенно улучшить с помощью фазовой пластинки, добавляющей сдвиг фазы на π для микроканалов с нечетными номерами. Полученное в результате распределение поля выходного излучения МКВ в дальней зоне приведено на рис.5 для той же реализации МКВ, что и на рис.2, и длин волн 1.0564 и 1.0554 мкм. Данные длины волн выбраны соответствующими максимальному (0.67) и минимальному (0.34) значениям модуля собственного числа, рассчитанного по формуле (7). Кроме того, для сравнения приведено распределение в дальней зоне выходного излучения МКВ-лазера в идеальном случае нулевого разброса параметров МКВ. Отметим, что для оптимальной частоты, соответствующей максимальному собственному числу, в распределении поля ясно видна регулярная

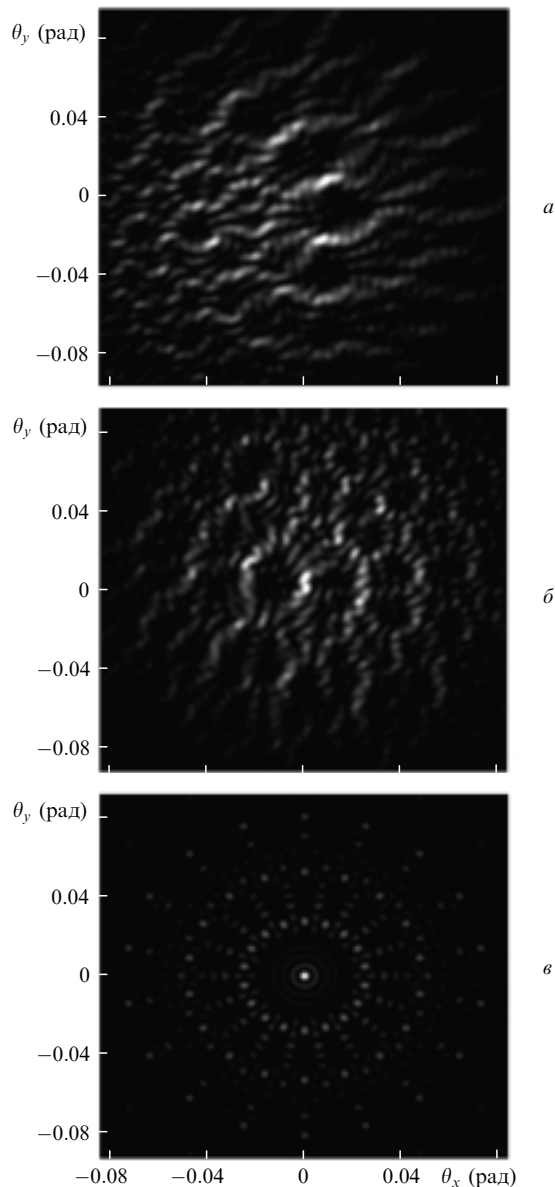


Рис.5. Распределения поля выходного излучения МКВ-лазера в дальней зоне после прохождения фазового экрана для длин волн 1.0554 (а) и 1.0564 мкм (б), а также при нулевом разбросе параметров МКВ (в).

структура (см. рис.5,б), тогда как в условиях плохого воспроизведения антифазной моды картина распределения более хаотична и выраженный пик на оси отсутствует.

На рис.6 приведены соответствующие распределения поля в ближней зоне. Для построения использованы полярные координаты, причём амплитуда излучения от каждого микроканала соответствует длине вектора, а фаза – углу. Видно, что минимуму собственного числа (7) (рис.6,а) отвечает генерация с большими амплитудами полей в нескольких микроканалах и сильным различием фаз между полями, так что деструктивная интерференция полей приводит к большим потерям.

Эти результаты показывают, что режим сфазированной генерации МКВ-лазера возможен при экспериментальных значениях параметров работы [7]. При этом синхронизация излучения МКВ-лазера может происходить и на длинах волн, соответствующих плохому вос-

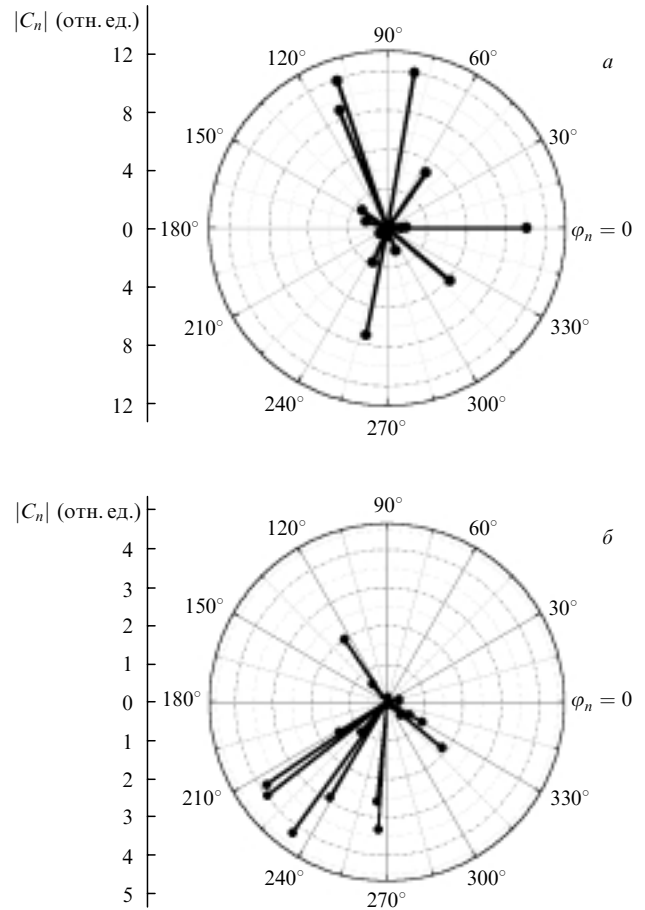


Рис.6. Диаграммы фазы φ_n и амплитуды поля $|C_n|$ выходного излучения моды МКВ-лазера с длиной волны 1.0554 (а) и 1.0564 мкм (б) в ближней зоне.

произведению антифазного распределения, однако потери в таком режиме генерации больше и качество выходного излучения лазера хуже.

5. Заключение

Рассмотрена проблема фазовой синхронизации МКВ-лазера с помощью внутрирезонаторного фильтра в форме КВ при большом разбросе оптических длин каналов. В пределе малого фактора заполнения излучающей апертуры найдено явное выражение для собственного числа антифазной моды при произвольном разбросе оптических длин каналов. Использование КВ длиной $z_T/4$ в качестве пространственного фильтра позволяет осуществить глобальную оптическую связь идентичных каналов без потерь. Предложен алгоритм, с помощью которого находится частота генерации рассмотренной системы с большим разбросом длин каналов, обеспечивающая минимальные потери для антифазной моды с приемлемым оптическим качеством выходного излучения.

Путём численного моделирования показано, что синхронизация излучения микроканалов происходит также и при конечном факторе заполнения, что объясняет наблюдавшуюся в эксперименте [7] синхронизацию излучения в МКВ-лазере с большим разбросом постоянных распространения в отдельных каналах. Аналогичное возникновение генерации на частоте, обеспечивающей минимум потерь антифазной моды, приводит к частичной

компенсации влияния оптической разъюстировки на фазовую синхронизацию.

Настоящая работа была инициирована исследованиями, проведенными М.Враге (M.Wrage) и П.Гласом (P.Glas) в Институте Макса Борна в Берлине. Частичная финансовая поддержка осуществлялась РФФИ (гранты № 99-02-17469 и 01-02-06161).

1. Glas P., Naumann M., Schirmacher A., Pertsch Th. *Opt. Commun.*, **151**, 614 (1998).
2. Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р., Лиханский В.В., Напартович А.П., Письменный В.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 63 (1986).
3. Withrop J.T., Worthington C.R. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 373 (1965).
4. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
5. Wrage M., Glas P., Leitner M. et al. *Opt. Commun.*, **191**, 149 (2001).
6. Высоцкий Д.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **31**, 298 (2001).
7. Wrage M., Glas P., Fischer D. et al. *Opt. Commun.* (to be published).
8. Багдасаров З.Е., Вирник Я.З., Воротилин С.П. и др. *Квантовая электроника*, **8**, 2397 (1981).
9. Герасимов В.Б., Захаров М.В., Любимов В.В. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 1278 (1986).
10. Guigay J.P. *Optica Acta*, **18**, 677 (1971).
11. Pan C., Liu L. *Opt. Commun.*, **77**, 210 (1990).
12. Vysotsky D.V., Napartovich A.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* (2002) (to be published).
13. Fader W.J., Palma G.E. *Opt. Lett.*, **10**, 381 (1985).
14. Аполлонов В.В., Кислов В.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **23**, 1081 (1996).
15. Курчатова С.Ю., Лиханский В.В., Напартович А.П. *ЖЭТФ*, **107**, 1491 (1995).
16. Elkin N.N., Napartovich A.P., Sukharev A.G. et al. *Opt. Commun.*, **177**, 207 (2000).
17. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. *Оптические генераторы на твердом теле* (М.: Сов. радио, 1967).