

# Автомодуляционные режимы генерации волоконных лазеров с микрооптомеханическими резонансными структурами

Ф.А.Егоров, В.Т.Потапов

*Исследованы автомодуляционные режимы генерации эрбиевых волоконных лазеров с внутрирезонаторными микрооптомеханическими резонансными структурами (микроосцилляторами) разных типов: на основе кремниевых структур, а также сегментов специальных световодов. Оптическое возбуждение акустомеханических колебаний микроосцилляторов осуществляется благодаря фототермическому эффекту или давлению света. В условиях резонансного взаимодействия – совпадения частот собственных колебаний микроосцилляторов с частотами релаксационных колебаний или межмодовых биений в лазерах – установлены зависимости характеристик автоколебаний от параметров системы и получена стабильность частоты автомодуляции в пределах  $10^{-4}$ – $10^{-6}$  при сравнительно низких (40–300) добротностях микроосцилляторов. Показана возможность создания на основе рассматриваемых систем многопараметрических (многоканальных) волоконно-оптических датчиков физических величин с частотным разделением измерительных каналов.*

**Ключевые слова:** релаксационные колебания, волоконный лазер, автомодуляция, пассивная модуляция добротности, микрооптомеханическая резонансная структура.

## 1. Введение

Исследования взаимодействия микрооптомеханических резонансных структур (МОМРС) с лазерным излучением являются одним из актуальных научно-технических направлений [1–3], в рамках которого значительное развитие в последние годы получили работы на стыке микромеханики и волоконной оптики, связанные с созданием новых функциональных волоконно-оптических устройств; определяющую роль в этих устройствах играют механические степени свободы МОМРС, взаимодействующие с излучением лазера.

МОМРС (микроосцилляторы) представляют собой многофункциональные структуры микронных и субмикронных размеров, изготавливаемые плазмохимическими методами, а также путем анизотропного травления, из диэлектрических и полупроводниковых материалов (стекло, кварц, кремний и др.) [4], в которых часть энергии оптического излучения может преобразовываться в акустомеханические колебания вследствие фотодеформаций МОМРС, обусловленных фототермическим эффектом, давлением света, электрострикцией, фотопьезоэффектом в полупроводниках и другими механизмами. Эффективность преобразования зависит от целого ряда факторов: от характеристик световой волны (спектральный диапазон, состояние поляризации, частота модуляции), от физико-химических параметров материалов, от конструкции и размеров МОМРС, внешних условий и т. д. В лазерно-оптических системах МОМРС могут выполнять роль микроминиатюрных зеркал, дефлекторов, световодов, характеристики которых изменяются под действием света. Микроосцилляторы, являясь колебательными системами

с распределенными параметрами, характеризуются широким спектром собственных частот, форм (мод) упругих колебаний с ярко выраженными резонансными свойствами.

Включение микроосциллятора в цепь оптической обратной связи лазера может приводить к пассивной модуляции параметров лазерного излучения с глубиной модуляции, существенно зависящей от частоты и имеющей резонансный характер на частотах собственных колебаний МОМРС. Большой интерес представляют также системы с резонансным взаимодействием, в которых собственные частоты МОМРС совпадают с характерными частотами различных процессов в лазере (релаксационных колебаний, межмодовых и поляризационных биений и т. д.), что может существенно влиять на динамику генерации лазера. Условия резонансного взаимодействия сравнительно просто осуществить в волоконных лазерах (ВЛ), в которых путем вариации параметров резонатора можно в широких пределах регулировать частотно-временные и энергетические характеристики лазерного излучения. В настоящей работе рассматриваются условия возникновения автомодуляционных режимов генерации ВЛ при их резонансных взаимодействиях с различными типами МОМРС.

## 2. Автомодуляция в волоконных лазерах с МОМРС в условиях резонанса с релаксационными колебаниями лазерного излучения

Оптические схемы исследованных эрбиевых волоконных лазеров (ЭВЛ) с МОМРС приведены на рис. 1. В рассматриваемых ЭВЛ в качестве МОМРС использованы кремниевые структуры с колебательными элементами, выполненными в виде микромембран, микроконсольей или микробалок с разными граничными условиями и следующими характерными размерами: диаметр мембран 500–1500 мкм, толщина 2–20 мкм; длина, ширина и толщина микроконсольей и микробалок 100–1500 мкм, 10–200 мкм и 2–40 мкм соответственно (рис. 2). Собственные частоты

Ф.А.Егоров, В.Т.Потапов. Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: egorov-fedor@mail.ru

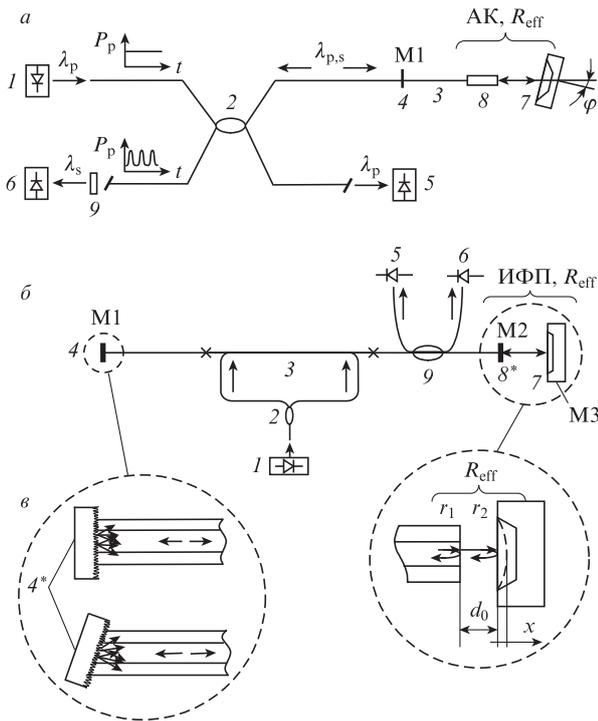


Рис.1. Схемы волоконных лазеров с оптической обратной связью с МОМРС через автоколлиматор (АК) (а) или интерферометр Фабри–Перо (ИФП) (б):

1 – лазерный диод накачки ( $\lambda_p = 980$  нм); 2 – волоконный многомодовый разветвитель; 3 – активный световод; 4 – диэлектрический полупрозрачный отражатель,  $R(\lambda_s) \approx 20\%–90\%$ ; 4\* – диффузный отражатель (рис.1,б); 5 и 6 – фотодиоды InGaAs; 7 – МОМРС; 8 – коллиматор (селфок); 8\* – выходное полупрозрачное зеркало (многослойный интерференционный отражатель либо граница раздела световод–воздух) (рис.1,б); 9 – оптический фильтр; 10 – волоконный одномодовый разветвитель ( $\lambda_s = 1.5$  мкм); M1, M2, M3 – отражатели;  $R_{eff}$  – эффективный коэффициент отражения.

$f$  фундаментальных мод акустомеханических колебаний МОМРС находятся в диапазоне 3–450 кГц, добротность микроосцилляторов (на воздухе)  $Q = 40–300$ , а в условиях вакуума с остаточным давлением  $p \approx 10^{-2}$  Торр  $Q = 100–2000$ . Структуры изготовлены с помощью метода анизотропного травления монокристаллического кремния, легированного бором, позволяющего создавать МОМРС с разной топологией. Нанесение на поверхность МОМРС

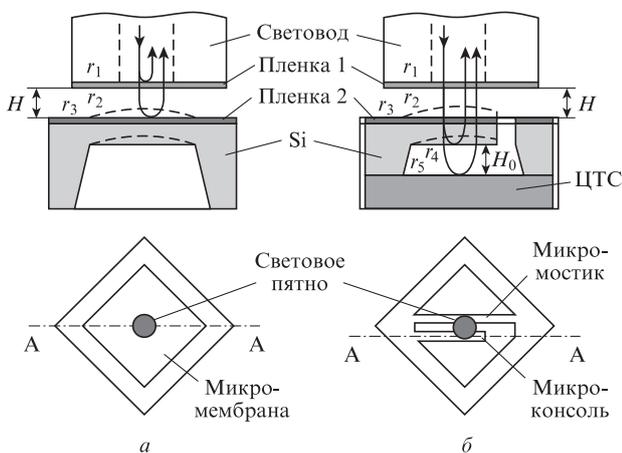


Рис.2. Схемы МОМРС на основе микромембраны (а) и микроконсоли (б); ЦТС – циркониевая пьезокерамика.

металлических или диэлектрических пленок позволяет сформировать микроосцилляторы с необходимыми оптико-физическими свойствами.

В исследованных ЭВЛ микроосцилляторы расположены на выходе волоконной части лазера и выполняют роль зеркала резонатора либо дополнительного внешнего отражателя. Накачка активных световодов (АС) с двойной оболочкой осуществляется излучением полупроводниковых лазеров с длиной волны  $\lambda_p \approx 980$  нм. Оптическая обратная связь между ЭВЛ и МОМРС реализуется с помощью как автоколлиматора (АК) на основе МОМРС, так и интерферометра Фабри–Перо (ИФП), образованного полупрозрачным отражателем на выходном торце ЭВЛ и отражающей поверхностью МОМРС, формирующих соответственно двух- и трехзеркальные резонаторы лазеров.

Падающее на МОМРС излучение лазера вызывает ее фотоиндуцированную деформацию, которая при положительной обратной связи между ними может привести к автомодуляции интенсивности и других параметров генерируемого излучения с частотой собственных колебаний МОМРС. Типичная средняя мощность излучения ЭВЛ, падающего на МОМРС,  $\bar{P} \approx 1–10$  мВт.

Математические модели систем ВЛ–МОМРС [5], основанные на скоростных уравнениях волоконных лазеров для трехуровневых ( $Er^{+3}$ , [6]) и четырехуровневых ( $Nd^{+3}$ , [7]) схем, а также уравнения линейного микроосциллятора в однорезонансном приближении рассмотрены и проанализированы в работах [8,9]. Результаты этого анализа показывают, что одним из основных условий возникновения автоколебаний в системе является условие резонанса, заключающееся в совпадении собственной частоты механических колебаний МОМРС с частотой релаксационных колебаний ВЛ  $f_{rel} \approx f$ . В условиях непрерывной накачки в рассматриваемых системах возможны, в частности, одночастотные синхронные колебания микроосциллятора и лазерного излучения, проявляющиеся в виде автомодуляции интенсивности излучения с частотой синхронных колебаний  $F$ , практически совпадающей с частотой собственных колебаний МОМРС ( $F \approx f$ ).

Экспериментальные исследования выполнены с использованием, в основном, эрбий-иттербиевых волоконных лазеров (ЭИВЛ). В настоящей работе экспериментально установлено, что в системах ЭИВЛ–МОМРС при  $f_{rel} \approx f$  автомодуляции имеют место также в схемах лазеров с так называемой нерезонансной обратной связью [10], в которых в качестве одного из зеркал оптического резонатора (M1) использованы диффузные отражатели света, такие как мел, бумага, листы с мелкозернистой (0.3–0.5 мкм) шероховатой поверхностью для шлифовки оптических разъемов (рис.1,б). Это указывает на то, что для существования автомодуляционных режимов данного типа ( $f_{rel} \approx f$ ) модовый состав излучения лазера не играет решающей роли и характер поведения системы можно описывать в рамках концепции излучения как целого [11].

Примечательно, что системы ЭИВЛ–МОМРС с обратной связью через автоколлиматор на базе селфока (диаметр пучка 300–400 мкм) продемонстрировали высокую устойчивость к воздействию дестабилизирующих факторов [12, 13], что важно при разработке прецизионных датчиков с частотным представлением сигнала. При заданных характеристиках МОМРС и оптического резонатора ЭИВЛ поведение системы определяется уровнем накачки ЭИВЛ и углом  $\varphi$  между осью коллимированного пучка и нормалью к поверхности МОМРС. В пространстве

указанных параметров системы зона возбуждения автоколебаний имеет достаточно сложную структуру [13]. Для создания автогенераторных волоконно-оптических датчиков (ВОД) особенно важно наличие областей с «мягким» режимом возбуждения, в которых имеют место обратимые и устойчивые (без срывов) автоколебания с воспроизводимыми параметрами. В этих областях относительные флуктуации частоты автомодуляции  $\Delta F/f = |F - f|/f$  при заданных параметрах МОМРС не превышают  $10^{-4}$ . При этом зависимость  $F(f)$  является практически линейной: в диапазоне относительных изменений резонансных частот  $|\Delta f/f| \leq 5\%$  коэффициент нелинейности не превышает 0.1%.

В настоящей работе установлено также, что в условиях поляризационно изотропной накачки ЭИВЛ, осуществляемой путем одновременной фокусировки на торцевую АС двух ортогонально поляризованных пучков излучения накачки с одинаковой мощностью, при использовании МОМРС с высокой температурной стабильностью ( $f^{-1}(\Delta f/\Delta T) \approx 2 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ), возбуждаемых давлением света, кратковременная относительная нестабильность частоты автомодуляции (в течение 1 ч) при нормальных условиях  $|\Delta F/F| \approx 2 \times 10^{-6}$  ( $f \approx 60$  кГц,  $Q \approx 250$ ). Это свидетельствует о принципиальной возможности создания частотных ВОД с большим динамическим диапазоном измерений. Отметим, что в ходе эксперимента не применялись специальные меры защиты (изоляция) от внешних возмущений основных элементов схемы лазера и стабилизации параметров источников накачки: относительные флуктуации мощности накачки  $|\Delta P_p/P_p|$  составляли  $\sim 3\%$ ,  $\Delta T$  было равно  $0.1$  °С.

Возможность использования режима резонансной автомодуляции для создания частотных ВОД подтверждают данные, приведенные на рис.3, где показаны зависимости частоты автомодуляции от давления и температуры для микроконсольного МОМРС и микробалки с опорами на мембране соответственно. Функцию преобразования

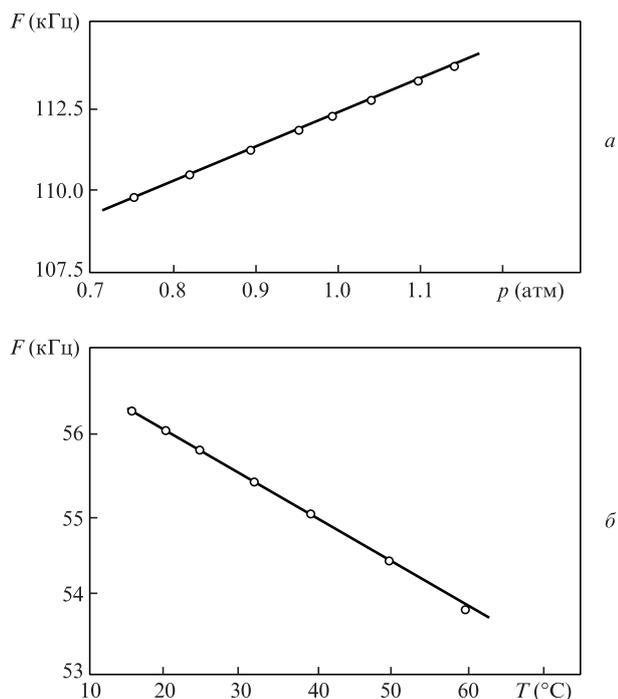


Рис.3. Зависимости частоты автомодуляции от давления (МОМРС – микроконсоль на мембране) (а) и от температуры (МОМРС – микробалка) (б).

и чувствительность ВОД температуры можно изменять в значительных пределах, например путем нанесения на поверхность микроосцилляторов металлической пленки, чувствительность ВОД давления – изменением толщины мембраны. Эксперименты с составными МОМРС, содержащими пленки магнитоотрицательных материалов (Ni, Fe), а также с МОМРС, расположенными на пьезоэлектрических подложках (ЦТС), продемонстрировали возможность создания частотных ВОД постоянных (квазистатических) электрических и магнитных полей.

### 3. Резонансная автомодуляция интенсивности ЭИВЛ при пассивной синхронизации мод с помощью МОМРС

Сравнительно большая длина волоконных резонаторов ЭИВЛ ( $l \gtrsim 1$  м), приводящая к достаточно большим временам жизни фотонов, а также значительная инерционность активной среды лазера с учетом ограничений мощности накачки приводят к частотам релаксационных колебаний ЭИВЛ  $f_{\text{rel}}$ , как правило, не превышающим 300 кГц. Поэтому в случае использования высокочастотных микроосцилляторов ( $f \gtrsim 500$  кГц) трудно реализовать рассмотренный механизм возбуждения автоколебаний. В то же время благодаря значительной спектральной ширине полосы усиления активной среды ЭИВЛ, достигающей 30 нм и более, генерация ЭИВЛ может осуществляться в многомодовом режиме с межмодовым частотным интервалом  $\Delta \nu \cong c/(2nl)$ , где  $c$  – скорость света в вакууме;  $n$  – показатель преломления. В этом случае вариация длины резонатора позволяет реализовать резонансное условие другого вида,  $\Delta \nu = f$ , при котором возможно эффективное взаимодействие ЭИВЛ с МОМРС в более широком диапазоне частот микроосцилляторов. На рис.4 приведена схема экспериментальной установки для исследования такого взаимодействия [14].

Оптическая длина резонатора волоконного лазера могла варьироваться как дискретно, так и непрерывно – за счет подключения отрезков пассивного световода и плавного их нагрева. Интерференционное многослойное зеркало М1 сформировано непосредственно на торцевой поверхности световода; зеркало М2 представляет собой оптически перестраиваемый ИФП, образованный отражающей торцевой поверхностью кварцевого световода с коэффициентом отражения  $r_1 \approx 3.5\%$  и отражающей поверхностью МОМРС ( $r_2 \approx 70\%$ ) в виде микроострия с собственной частотой фундаментальной моды изгибных

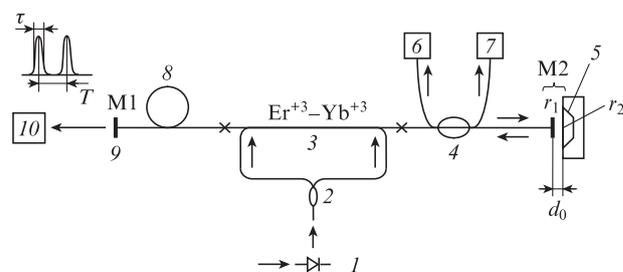


Рис.4. Схема волоконного лазера с внешним микрорезонаторным отражателем:

1 – лазерный диод накачки ( $\lambda_p = 980$  нм); 2 – волоконный многомодовый разветвитель; 3 – активный световод; 4 – волоконный одномодовый разветвитель; 5 – МОМРС; 6, 7, 10 – фотоприемники; 8 – отрезок световода SMF-28; 9 – диэлектрическое зеркало  $R(\lambda_s) = 90\%$ .

колебаний  $f_1 \approx 370$  кГц. База ИФП  $d = d_0 + y$ , где  $d_0$  – исходное значение базы при выключенном ЭИВЛ;  $y$  – фотодеформационное смещение МОМРС. Контроль динамики генерации ЭИВЛ и состояния колебаний микроосциллятора осуществляются с помощью быстродействующих фотоприемных устройств 6, 7, 10.

В условиях резонанса ( $\Delta\nu = f_1$ ), соответствующих  $l \approx 280$  м, при определенных значениях исходной базы ИФП, принадлежащих определенным ветвям интерферограмм, волоконный лазер переходит в режим регулярной импульсной генерации с частотой импульсов  $F$ , близкой к межмодовому интервалу ( $F \approx \Delta\nu$ ). Переход в указанный режим генерации имеет порог по уровню накачки, при этом с ростом накачки длительность импульсов уменьшается (достигнуто  $\tau_{\min} \approx T/30$ ,  $T = F^{-1}$ ), а глубина модуляции интенсивности лазера растет, приближаясь к 100%. Отмеченные закономерности характерны для режима пассивной синхронизации мод в лазерах. На рис.5 приведены зависимости частоты автоколебаний  $F$  от относительных изменений длины волоконного резонатора ЭИВЛ и температуры МОМРС, демонстрирующие возможность использования данного режима в частотных ВОД.

Отметим, что автоколебания с собственной частотой МОМРС  $f_1 = 370$  кГц эффективно возбуждаются также в условиях кратного резонанса ( $\Delta\nu = 1/2 f_1$ ), легко достигаемого двукратным увеличением длины резонатора лазера  $l_2 = 2l_1 \approx 560$  м.

Расчетные значения собственных частот для трех низших мод колебаний рассматриваемого МОМРС соотносятся как  $f_1 : f_2 : f_3 = 4.73 : 7.85 : 10.99$  [15], откуда следует, что  $f_3 = (10.99/4.73)f_1 \approx 860$  кГц. При этом пучности колебаний для 1-й и 3-й мод поперечных колебаний сосредоточены в центре микроосциллятора. Таким образом, если лазерное излучение сфокусировано в центре микроосциллятора, то можно ожидать, что соответствующим изменением длины резонатора ЭИВЛ можно обеспечить условия возбуждения автоколебаний также и на 3-й моде собственных колебаний с частотой  $F \approx f_3$ .

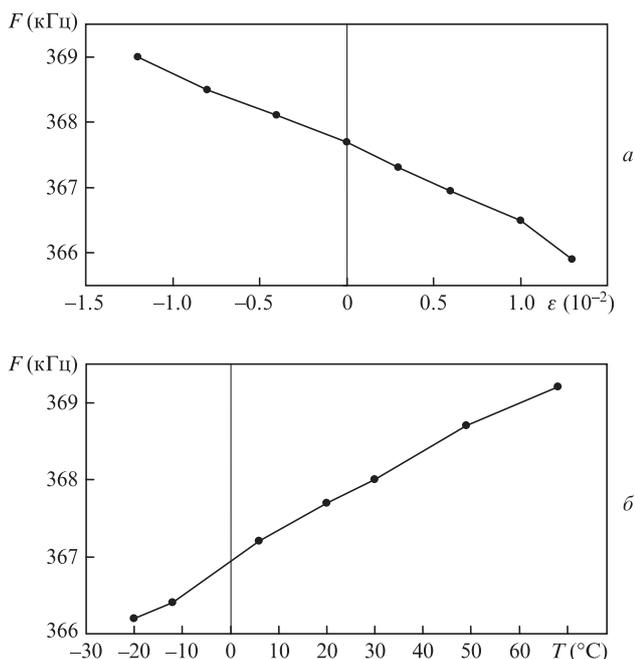


Рис.5. Зависимости частоты импульсов  $F$  от относительного изменения длины резонатора  $\varepsilon = \Delta l/l$  (а) и от температуры МОМРС (б).

Эксперимент полностью подтверждает данное предположение: автоколебания в системе ЭИВЛ–МОМРС с частотой  $F \approx f_3^{\text{exp}} \approx 899$  кГц наблюдаются в соответствии с условием резонанса  $\Delta\nu \approx f_3$  при длине резонатора  $l_3 \approx (f_3/f_1)l_1 \approx 110$  м.

В отличие от автоколебаний в условиях резонанса с релаксационными колебаниями, максимальная частота которых для «обычных» ЭИВЛ не превышает  $f_{\text{rel}} \approx 300$  кГц, в рассматриваемой системе границы допустимых резонансных частот МОМРС существенно расширены; так, при длине оптического резонатора ЭИВЛ  $l \approx 1$  м собственная частота колебаний микроосциллятора  $f$  может достигать величины  $\Delta\nu$  и составлять  $\sim 100$  МГц.

Поскольку колебания МОМРС приводят к изменению как амплитуды, так и фазы световой волны, отраженной от ИФП, то наблюдаемый режим пассивной синхронизации мод может обуславливаться модуляцией как добротности, так и фазы в резонаторе лазера [16]. Отметим, что важную роль в динамике ЭИВЛ с «высокочастотными» МОМРС может играть доплеровское смещение частоты света, отраженного от движущейся поверхности МОМРС ( $\Delta\nu_D = v_0 2\nu/c$ ), влияние которого может возрасти по мере приближения к условию резонанса другого вида:  $\Delta\nu_D^{\text{max}} \approx f \approx \Delta\nu$  (его величина определяется максимальной скоростью микроосциллятора  $v_{\text{max}} = 2\pi f A$ ,  $A \approx \lambda_s/4\pi$  – амплитуда колебаний). Установление особенностей генерации ВЛ в таких условиях требует дальнейших исследований.

В связи с возможностью одновременной генерации в волоконных лазерах ортогональных поляризационных супермод значительный интерес могут представлять исследования динамики волоконных лазеров с МОМРС на основе интегральных световодов, в которых фотоиндуцированные силы, приводящие к фотодеформациям МОМРС, зависят от состояния поляризации распространяющегося излучения [17]. В результате зависимости поляризационной дисперсии в интегральном световоде от фотодеформаций возможны эффекты синхронизации поляризационных биений супермод ВЛ с колебаниями микроосциллятора.

Отметим, что в волоконных лазерах достаточно просто реализовать условие  $\Delta\nu \approx 0.1 - 100$  МГц; в этом интервале находится область резонансных частот для широкого класса МОМРС, используемых, в частности, в качестве чувствительных элементов частотных ВОД. Значительный интерес представляет исследование рассматриваемого режима в волоконных лазерах с резонаторами на базе специальных световодов с большой дисперсией. Вероятно, это позволит увеличить допустимый диапазон перестройки  $\Delta f$  резонансной частоты МОМРС при постоянной длине резонатора за счет смещения спектра генерируемого излучения  $\Delta\lambda_s$  в соответствии с условием резонанса:  $\Delta\nu + D/\Delta\lambda_s \approx f + \Delta f$  ( $D$  – дисперсия в световоде). Рассматриваемый режим может использоваться для исследования свойств (механических, акустических, оптических и др.) микронанообъектов и микроструктурированных (специальных) световодов.

#### 4. Волоконный лазер с пассивным модулятором добротности на основе фотоиндуцированных резонансных колебаний световода

В рассмотренных выше ЭИВЛ используются МОМРС, конструкция которых существенно усложняет задачу обес-

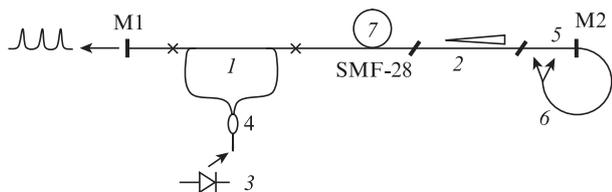


Рис.6. Схема волоконного лазера с пассивным модулятором добротности:

1 – активный световод ( $\text{Er}^{+3}-\text{Yb}^{+3}$ ); 2 – модовый расширитель с конусным световодом; 3 – лазерный диод накачки ( $\lambda_p = 980$  нм); 4 – волоконный разветвитель; 5 – колебательное звено; 6 – вспомогательный световод 100/125 мкм; 7 – дополнительный отрезок световода SMF-28; M1, M2 – полупрозрачные отражатели.

печения эффективной и стабильной оптической связи с волоконной частью резонатора лазера, особенно в условиях воздействия дестабилизирующих факторов, что требует применения специальных технологических решений. В связи с этим значительный интерес представляют исследования автомодуляционных процессов в ВЛ на основе цельноволокнистых схем, в которых МОМРС представляет собой участок специального волоконного световода [18]. На рис.6 показана схема ЭИВЛ с пассивным модулятором добротности на основе отрезка специального волоконного световода с большим диаметром наинижнейшей моды  $\text{LP}_{01}$ , совершающего поперечные резонансные колебания под действием излучения лазера.

Схема и параметры элементов пассивного волоконного модулятора добротности на основе металлизированного многомодового ступенчатого световода (ММСС) приведены на рис.7. Полная длина участка ММСС с медным покрытием  $l \approx 35$  мм, при этом длина колебательного звена  $l_{\text{osc}} \approx 9$  мм. Заделанные в керамические капилляры торцы ММСС отполированы и обработаны до оптического класса чистоты. На один конец нанесен полупрозрачный интерференционный отражатель – зеркало резонатора ЭВЛ, другой служит для обеспечения эффективной оптической связи с модовым расширителем. Параметры

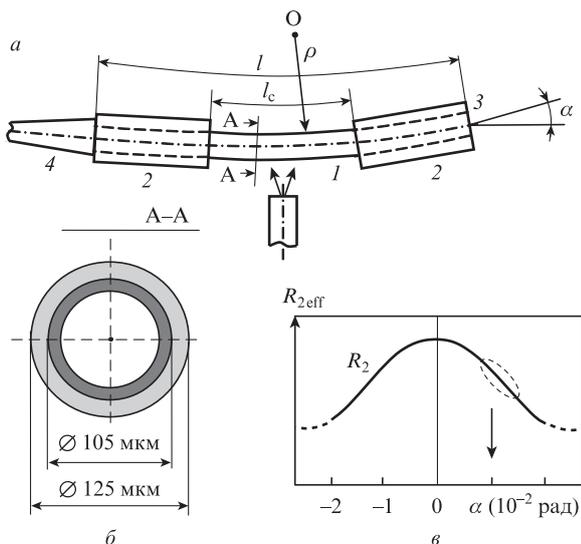


Рис.7. Схема (а) и параметры (б) волоконного модулятора добротности, а также зависимость эффективного коэффициента отражения от угла изгиба (в):

1 – колебательное звено; 2 – керамические капилляры (ферулы); 3 – интерференционное полупрозрачное зеркало; 4 – конусный световод (расширитель моды);  $\rho$  – радиус изгиба.

ММСС: числовая апертура  $\text{NA} = 0.2$ , диаметр сердцевины  $d_c \approx 100$  мкм, диаметр кварцевой оболочки  $d_{cl} \approx 105$  мкм, наружный диаметр  $d_{\text{out}} \approx 125$  мкм (толщина медного покрытия  $h \approx 10$  мкм), характеристический параметр ММСС  $V \approx 41$ . Диаметр основной моды  $\text{LP}_{01}$  [19]  $d_m$  в соответствии с формулой  $d_m = (2 \ln V)^{-1/2} d_c$  составляет  $\sim 37$  мкм, что достаточно близко к диаметру моды на выходе использованного модового расширителя (42 мкм).

Данная конструкция ММСС одновременно обеспечивает необходимую эффективность возбуждения изгибных акустомеханических колебаний, достаточно высокую резонансную частоту и добротность оптоволоконного микроосциллятора. Оптическое возбуждение колебаний осуществляется, в основном, за счет фототермического эффекта, при этом излучение ЭИВЛ направляется к поверхности колебательного звена с помощью вспомогательного многомодового ступенчатого световода (100/125 мкм). Для увеличения поглощения излучения на металлическую поверхность световода нанесен тонкий слой сажи.

В режиме генерации ЭИВЛ при выполнении условия резонанса  $f_{\text{rel}} \approx f$  и превышении определенного порогового значения выходной мощности излучения ( $P \geq 4$  мВт), часть которого падает на поверхность колебательного звена, наблюдается автомодуляция интенсивности с частотой  $F \approx f$ . Модуляция возникает при освещении поверхности ММСС лишь с одной определенной стороны, что связано с необходимостью обеспечения положительной обратной связи в рассматриваемой автоколебательной системе. Сравнительно низкая частота релаксационных колебаний ЭИВЛ ( $f_{\text{rel}} = 5-10$  кГц) одновременно с необходимым уровнем выходной мощности излучения ( $P \geq 4$  мВт) достигалась за счет увеличения длины резонатора лазера с помощью дополнительного отрезка световода SMF-28 длиной 120 м. Благодаря малому изгибу ММСС (угол  $\alpha \lesssim 1^\circ$ ) резонансная частота колебательного звена может эффективно регулироваться за счет продольных деформаций, что позволит использовать указанные элементы в качестве частотных преобразователей в волоконно-оптических датчиках физических величин.

На рис.8 приведена экспериментальная зависимость резонансной частоты  $f_0$  колебательного звена от деформации растяжения  $\varepsilon = \Delta l_{\text{osc}} / l_{\text{osc}}$ , полученная в режиме вынужденных колебаний, и температурная зависимость частоты автомодуляции  $F(T)$  интенсивности ЭИВЛ с указанным волоконным модулятором добротности, закрепленным на медной подложке с переменной температурой. Рост температуры подложки приводит к растяжению колебательного звена, что вызывает увеличение частоты автомодуляции с температурой:  $F^{-1}(\Delta F / \Delta T) \approx 0.4\% / ^\circ\text{C}$ .

Предложенный способ пассивной модуляции добротности, основанный на трансформации мод в световодах, наряду с высокой эффективностью характеризуется спектральной равномерностью модуляции потерь в диапазоне длин волн 1520–1570 нм, что снижает требования к спектральной стабильности лазерного излучения ЭИВЛ. Отметим, что в ММСС, имеющих структуру в виде однородной сердцевины с металлической оболочкой (включая полые металлические световоды), фототермические деформации могут обуславливаться поглощением излучения в металлическом слое непосредственно на внутренней границе сердцевина–оболочка без участия каких-либо дополнительных вспомогательных световодов. При этом изгибные фотодеформации и колебания могут возбуждаться

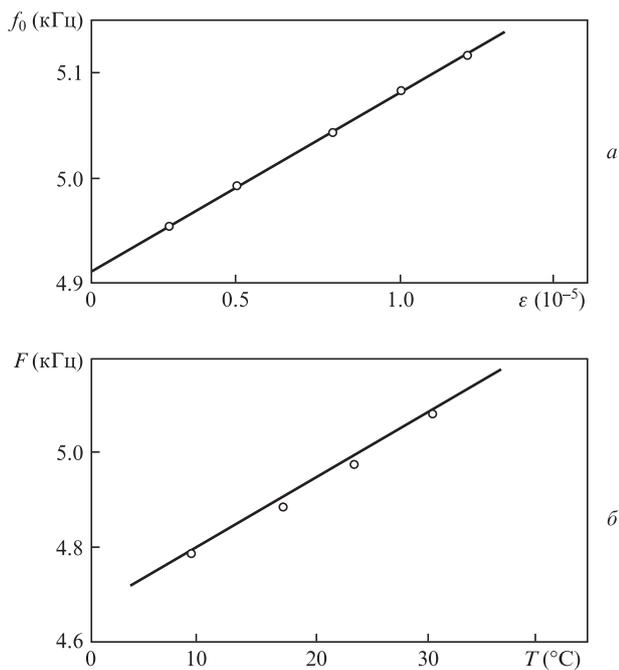


Рис.8. Зависимости резонансной частоты от деформации (а) и частоты автомодуляционных колебаний от температуры (б).

ся вследствие асимметрии поперечного сечения металлической оболочки, что существенно упрощает схему ВЛ.

Таким образом, в волоконном лазере реализован режим пассивной модуляции добротности, основанный на фотоиндуцированных резонансных колебаниях световодного сегмента, который одновременно является оптическим элементом лазерного резонатора. Дополнительное упрощение схемы цельноволокнистого лазера может быть достигнуто путем совмещения функций колебательного звена и активного световода в едином оптоволоконном элементе. Здесь, как представляется, оптимальным вариантом является использование ВЛ на основе одномодовых активных световодов с большим диаметром моды [20], что способствует также повышению эффективности преобразования энергии лазерного излучения в акустомеханические колебания МОМРС. Предложенная схема может служить основой при создании частотных датчиков линейных деформаций – волоконно-оптических аналогов хорошо известных электромеханических струнных датчиков деформаций [21], отличающихся от последних полным отсутствием каких-либо электрических схем и цепей в зоне измерений, что несомненно способствует расширению области их применения.

Важную роль в совершенствовании конструкции и улучшении характеристик оптоволоконных пассивных модуляторов на основе МОМРС могут играть современные достижения в области микроструктурированных и фотонно-кристаллических световодов, которые с позиций теории упругости представляют собой акустические волноводы со сложной структурой [22]. В них могут возбуждаться фотоиндуцированные колебания различных структурных элементов, приводящие к модуляции оптических характеристик распространяющегося излучения [23]. Благодаря использованию безынерционных механизмов фотодеформаций нетепловой природы – «градиентных» сил [17] и электрострикции [24], обусловленных поперечными градиентами интенсивности световой волны в указанных световодах (включая интегральные и воло-

конные световоды на основе композиционных электрострикционных материалов [25]), возможно существенное повышение эффективности и резонансных частот оптоволоконных МОМРС.

## 5. Параметрические колебания микронаносветоводов при распространении лазерного излучения

Микронаносветоводы (МНС) с поперечными размерами, не превышающими длину волны света ( $a/\lambda \leq 1$ ), обладают многими уникальными свойствами, позволяющими создавать волоконно-оптические элементы и устройства нового поколения с расширенными функциональными возможностями [26]. МНС могут изготавливаться из разных диэлектрических и полупроводниковых материалов, обеспечивающих широкий спектр свойств и режимов функционирования оптоволоконных элементов. В зависимости от оптических свойств материала, формы, размеров МНС возможны разные режимы распространения излучения: при параметре  $V \leq 2$  основная часть направляемой моды распространяется за пределами наносветовода, а при  $V \gg 2$  излучение сосредоточено в пределах световода.

В поле световой волны при  $V \leq 2$  и асимметричном распределении интенсивности распространяющегося излучения со значительным поперечным градиентом на световод действует «градиентная» поперечная сила [17], вызывающая в условиях модулированного излучения изгибные колебания МНС, которые имеют резонансный характер при частотах модуляции  $f$ , близких к собственным частотам МНС  $\Omega$  ( $\Omega \approx f$ ). В фотонно-кристаллических МНС резонансные частоты оптически возбуждаемых колебаний  $\Omega$  способны достигать 2 ГГц [23]. Подобные МНС могут служить основой для нового класса оптически управляемых оптоволоконных элементов, в том числе МОМРС.

Нами рассмотрена возможность реализации другого механизма оптического возбуждения колебаний микронаносветоводов, эффективного в условиях  $V \gtrsim 2$ . При этом возбуждающее модулированное излучение распространяется практически полностью внутри однородного прозрачного МНС, в котором указанные выше «градиентные» механизмы являются неэффективными. В данном случае раскачка колебаний происходит в условиях параметрического резонанса, обусловленного динамической неустойчивостью МНС при распространении в нем модулированного по интенсивности излучения; максимальная амплитуда колебаний достигается в условиях главного параметрического резонанса  $f = 2\Omega$ . Благодаря зависимости резонансной частоты от различных внешних воздействий и параметров окружающей среды, МОМРС на основе указанных МНС могут применяться в качестве чувствительных элементов в частотных ВОД физических величин [27]. На рис.9 показан участок волоконного световода с микронаносветоводной секцией простейшего типа и схема, с помощью которой возможно возбуждение и регистрация параметрических колебаний МОМРС. Для повышения чувствительности схемы МНС сегмент помещен в резонатор Фабри–Перо, образованный полупрозрачными отражателями с коэффициентами  $R_{1,2}$ . Указанную МНС можно сформировать методом перетяжки стандартного световода SMF-28 в сканирующем пламени [26], позволяющим в широких пределах варьировать размеры МНС.

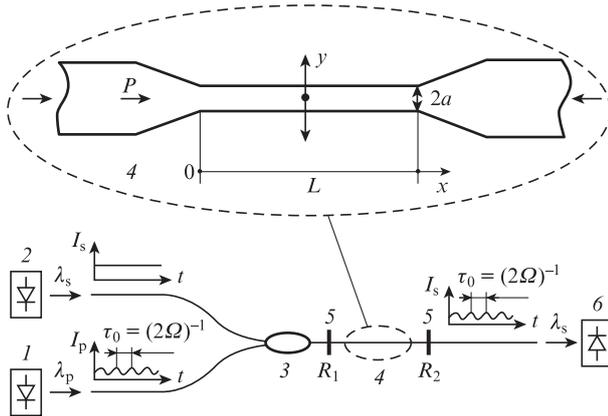


Рис.9. Схема возбуждения параметрических колебаний МНС: 1 – источник модулированного по интенсивности возбуждающего света ( $\lambda_p$ ); 2 – источник непрерывного когерентного пробного излучения ( $\lambda_s$ ); 3 – волоконно-оптический мультиплексор; 4 – участок волокна с наносветоводной секцией; 5 – внутриволоконные отражатели; 6 – фотоприемное устройство.

Рассматриваемая ММРС представляет собой колебательную систему с распределенными параметрами в виде упругого стержня с жестко закрепленными концами. При статических изгибах и поперечных колебаниях МНС участки с изгибом, в которых происходит изменение импульса света, подвергаются воздействию поперечных сил со стороны поля распространяющегося излучения. Распределение возникающих сил приближенно можно найти, воспользовавшись подходом, основанным на определенной аналогии между волоконным световодом с излучением и трубопроводом с протекающей в нем жидкостью [28]. Этот подход является корректным при сохранении мощности излучения вдоль МНС и совпадении направления импульса излучения с осью световода. При радиусах изгиба наносветовода  $R \gg R_{cr} \cong 3aV^2/(4NA^2W^3)$  искажения в распределении модового поля в изогнутом участке незначительны [19], для кварцевого МНС с  $a = 500$  нм,  $NA = 1$  и  $\lambda = 1000$  нм критический радиус  $R_{cr} = 30$  мкм ( $W$  – параметр распределения интенсивности света в оболочке). Ограничившись рассмотрением начального этапа возбуждения основного типа изгибных колебаний МНС, можно показать, что при размере МНС  $L \geq 2\sqrt{2}a/NA$  условие  $R \gg R_{cr}$  выполняется с большим запасом при амплитудах колебаний  $A \leq a$ . В МНС с размерами  $L \leq 10$  мм и  $a \geq 300$  нм потери мощности не превышают 5%, поэтому в соответствии с предложенной моделью уравнение движения МНС имеет вид [29]

$$\rho_s s \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{2P}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t \partial x} + \left(N + \frac{P}{c}\right) \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + EJ \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями  $y|_{x=0,L} = 0$ ,  $y'|_{x=0,L} = 0$ , где  $y(x, t)$  – поперечные смещения осевой линии МНС;  $s = \pi a^2$ ;  $J = \pi a^4/4$ ;  $E$  и  $\rho$  – модуль Юнга и плотность материала МНС;  $c$  – скорость света в наносветоводе;  $P$  – мощность излучения в МНС. Полная плотность  $\rho_s = \rho + \rho_r$ , где  $\rho_r = P/sc^3$  – эквивалентная («массовая») плотность света ( $\rho_r \ll \rho$ );  $N$  – приложенная продольная сила сжатия (растяжения) МНС;  $N + P/c = N^*$  – эффективная продольная сила.

Анализ уравнения (1) показывает, что при постоянной мощности излучения, превышающей определенное (критическое) значение, прямолинейная форма МНС является

неустойчивой (эйлерова неустойчивость), что приводит, в частности, к статическому изгибу МНС.

В случае модулированной мощности  $P(t)$  уравнение (1) описывает колебательную систему с параметрическим возбуждением, в которой возможен параметрический резонанс, приводящий к раскачке колебаний МНС. Полагая  $P(t) = \bar{P}(1 + m \cos \omega t)$ , где  $\bar{P}$  – средняя мощность;  $m$  – глубина модуляции;  $\omega = 2\pi f$  ( $|f/2\Omega - 1| \ll 1$ ), и используя метод Бубнова–Галеркина [30], получим, что при условии  $\Omega \ll c/L$  в уравнении (1) вкладом второго слагаемого можно пренебречь. В результате имеем уравнение, описывающее параметрические колебания:

$$\ddot{T} + \frac{Q}{\Omega} \dot{T} + \Omega^2 \left[1 - \frac{\bar{P}}{P_*} (1 + m \cos \omega t)\right] T = 0, \quad (2)$$

где

$$P_* = EJc \int_0^L \varphi \frac{a^4 \varphi}{dx^4} dx \left( \int_0^L \varphi \frac{a^2 \varphi}{dx^2} dx \right)^{-1};$$

$\varphi(x)$  – форма колебаний МНС;  $y(x, t) = \varphi(x)T(t)$ . Второе слагаемое в уравнении (2) учитывает демпфирование колебаний МНС, которое характеризуется добротностью  $Q$ . Пренебрегая различием форм изгиба МНС при собственных колебаниях и эйлеровой неустойчивости, получаем  $P_* = cN_{cr}^*$ . В системе, описываемой уравнением (2), при  $f = 2\Omega$  и значениях коэффициента возбуждения  $\mu = \bar{P}m/2(P_* - \bar{P})$ , превышающих пороговое значение  $\mu_{cr} = Q^{-1}(1 - \bar{P}/P_*)^{1/2}$ , наблюдается главный параметрический резонанс, когда амплитуда колебаний ограничивается лишь нелинейными свойствами системы [30]. Таким образом, при  $\bar{P} > \bar{P}_{cr} \cong 2\pi^3 cEa^4/(mQL^2)$  и  $f \approx 2\Omega$  возбуждаются резонансные колебания МНС с частотой  $f/2 \approx \Omega$ . Добротность наноразмерного колебательного звена зависит от параметров окружающей среды [31]: при нормальных условиях  $Q \cong 10-100$ , в вакууме  $Q \geq 10^4$ . Для вакуумированного МНС с размерами  $a = 500$  нм,  $L = 3$  мм получим  $\bar{P}_{cr} \cong 1$  мВт. При этом интенсивность излучения в МНС  $I = \bar{P}_{cr}/s \cong 4 \times 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>, что существенно ниже порога, ограничивающего интенсивность света в кварцевых световодах [32].

Рассмотренный механизм колебаний является универсальным, практически безынерционным и не накладывает жестких ограничений на свойства материала МНС. Отметим, что в ленточных и полимерных МНС [26] из-за малой толщины и сравнительно малого модуля упругости материала поперечная жесткость ( $EJ$ ) значительно меньше, чем в рассматриваемых кварцевых наносветоводах, поэтому в подобных МНС эффекты статической и динамической неустойчивости, обусловленные прохождением света, могут проявляться при  $\bar{P} \ll 1$  мВт. Значительные оптические мощности ( $\bar{P} \gg 1$  мВт) имеют место, например, в наносветоводных лазерах [33] или в оптически нелинейных МНС в режиме генерации суперконтинуума [34].

В волоконных лазерах на основе наносветоводов возможны неустойчивости, обусловленные также другим механизмом – продольными деформациями резонатора лазера вследствие давления света на зеркала, которые для наносветоводного резонатора лазера оценим как  $\varepsilon = \Delta L/L \cong 2\bar{P}/(cEs)$  (полагаем, что коэффициенты  $R_{1,2} \cong 1$ ). Указанные деформации могут привести к неустойчивой генерации лазера, связанной с возбуждением продольных колебаний МНС с резонансными частотами  $\Omega^*$  [35]. Возможны также комбинированные продольно-поперечные резонансы ( $\Omega \cong \Omega^*$ ), дополнительно усложняющие поведение

МНС. Таким образом, в ряде случаев оптические свойства МНС с лазерным излучением следует определять в результате решения самосогласованной задачи с учетом возникающих колебаний. Для стандартных световодов (SMF-28) поперечная жесткость на восемь порядков превышает значения, характерные для МНС, поэтому в обычных световодах указанные эффекты практически не проявляются.

В уравнении (2)  $\Omega = \Omega(N, \bar{P}) = \Omega_0(1 - N^*/N_{cr}^*)^{1/2}$ , и обусловленное распространяющимся излучением относительное изменение собственной частоты колебаний МНС  $\Delta\Omega/\Omega_0 \cong L^2 \bar{P}/(8\pi^2 Esc)$ . Следовательно, при прецизионных измерениях резонансной частоты МНС возникает ограничение на допустимый уровень флуктуаций средней мощности лазерного излучения в наносветоводе. С другой стороны, зависимость  $\Omega(\bar{P})$  дает возможность управлять резонансной частотой путем регулировки средней мощности излучения в МНС. Амплитуда и частота колебаний МНС могут определяться с помощью интерферометрических схем (рис.10), позволяющих создавать ВОД на основе МНС в цельноволоконном исполнении, технологичном для изготовления и обеспечивающем высокие эксплуатационные характеристики. Также большой интерес представляют исследования динамики лазерного излучения в МНС с консольным закреплением, в которых в соответствии с поведением консольно закрепленного упругого трубопровода в условиях следящей нагрузки [36] возможны автоколебания МНС.

### 6. Фотоиндуцированные колебания в МОМРС на основе волоконных нерегулярных световодов

Интерференционные эффекты в оптоволоконных структурах на основе одномодовых (SMF) и многомодовых (MMF) световодов (SMS структуры) открывают возможности для создания нового класса волоконно-оптических устройств [37–39]. Весьма перспективными представляются исследования, направленные на создание оптических управляемых SMS структур, в частности МОМРС, основанных на амплитудно-фазовой модуляции излучения вследствие фотоиндуцированных акустомеханических колебаний в SMS структурах.

В данном разделе приведены результаты исследований SMS структур двух типов (рис.10,а,б): SMS1 – с многомодовым сегментом на основе однородного кварцевого стержня и SMS2 – на основе кварцевого ступенчатого многомодового световода с биконическими переходами (перетяжками).

Фототермическое возбуждение колебаний MMF сегмента осуществляется за счет энергии распространяющегося в нем модулированного излучения, часть которой поглощается металлической пленкой (MF), нанесенной асимметрично на участок поверхности сегмента. Вследствие термоупругости в сегменте возникают периодические механические напряжения и изгибные моменты, приводящие к колебаниям [40]. В структурах SMS1 пленка нанесена на небольшой участок в середине сегмента, в SMS2 – на половину поверхности перетяжки по всей ее длине; при этом поглощается та часть излучения, которая высвечивается из сердцевины в оболочку. В SMS1 наличие пленки приводит, кроме того, к дополнительному сдвигу фазы  $\Delta\varphi_0$  для лучей, отраженных от границы раздела стержень–пленка.

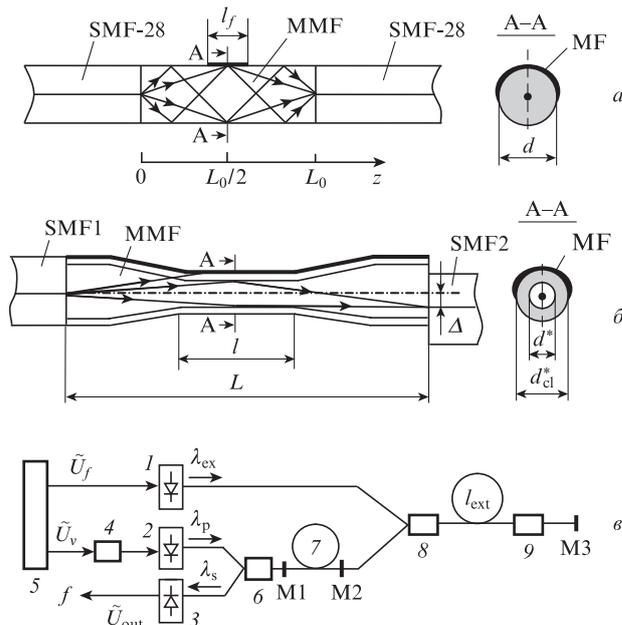


Рис.10. Схемы световодных структур SMS1 (а) и SMS2 (б), а также измерительной установки (в):

1 – источник возбуждающего модулированного излучения ( $\lambda_{ex} = 1480$  нм); 2 – лазерный диод накачки ( $\lambda_p = 980$  нм); 3 – фотоприемник; 4 – фазовращатель; 5 – генератор синусоидальных сигналов; 6 – волоконно-оптический мультиплексор (WDM) (980/1550); 7 – волоконный лазер; 8 – WDM (1480/1550); 9 – SMS структура; M1, M2, M3 – селективные полупрозрачные отражатели.

Спектры пропускания  $T(\lambda)$  исследованных структур SMS1,2 (в диапазоне 1400–1600 нм) показывают, что максимальные значения пропускания  $T_{max} = 15\%–45\%$ , причем положение пика ( $\lambda_{max}$ ) и значения  $T_{max}$  весьма чувствительны к параметрам MMF сегментов: в SMS1 при фиксированных размерах сегментов значения  $T_{max}$  и  $\lambda_{max}$  зависят от толщины и оптических констант металлической пленки, а в SMS2 определяющими являются характеристики исходного многомодового световода и размеры перетяжки ( $L, l, d^*$ ). Для главных интерференционных максимумов пропускания ширины спектра по уровню половинной интенсивности  $\Delta\lambda_{1/2}$  для рассматриваемых SMS1,2 составляют 8–20 нм. Отметим, что в SMS структурах на основе регулярных MMF сегментов максимальное пропускание имеет место при длине сегмента  $L_k = L_0 k$ , где  $L_0 = 4nd^2/\lambda$ ;  $d$  и  $n$  – диаметр и показатель преломления сердцевины MMF соответственно;  $\lambda$  – длина волны света;  $k = 1, 2, \dots$  [37]. При этом в сечениях MMF с координатами  $Z_k = L_0(k - 1/2)$  излучение полностью сосредоточено в узком поясе на поверхности сегмента, что обеспечивает эффективное взаимодействие излучения в структурах SMS1 с металлической пленкой малых размеров.

С учетом многолучевой интерференции интенсивность излучения в приемном световоде определяется суперпозицией результирующих амплитуд попарно симметричных лучей, которые распространяются в MMF сегменте вдоль определенных зигзагообразных линий (траекторий), формируя симметричные плечи интерферометра, сходящиеся в световедущих сердцевинах SMF1,2. Максимумы пропускания SMS структур соответствуют определенным длинам сегмента  $L_k$ , обеспечивающим формирование наибольшего количества синфазных (с точностью до  $2\pi$ ) лучей указанного типа. В осесимметричных SMS структурах из-за нарушения условия квадратуры (вследствие син-

фазности плеч) указанные интерферометры характеризуются низкой чувствительностью к изгибным колебаниям MMF сегмента. В рассматриваемых структурах SMS1 необходимая чувствительность к колебаниям достигается благодаря разбалансу фаз в плечах, возникающему из-за дополнительного сдвига фаз  $\Delta\varphi_0$  для лучей, отраженных от металлической пленки и формирующих одно из плеч интерферометра. Для исключения взаимодействия лучей противоположного плеча интерферометра с металлической пленкой ее длина ограничивается условием  $l_f \lesssim 2nd/NA$ . Применение специальных пленочных структур в принципе позволяет обеспечить максимальную чувствительность интерферометров ( $|\Delta\varphi_0| = \pi/2$ ) [41]. Таким образом, в SMS1 металлическая пленка выполняет две важные функции: обеспечивает механизм оптического возбуждения колебаний MMF сегмента и задает положение рабочей точки интерферометров, обеспечивая возможность регистрации малых колебаний. В SMS2 необходимая чувствительность к изгибным колебаниям MMF сегмента достигается оптимизацией рабочей точки интерферометров за счет поперечного смещения одного из световодов SMF относительно MMF сегмента, т.е. несоосности структуры SMS2 (рис.10,б). Оптимальное поперечное смещение  $\Delta$  определяется экспериментально и составляет 1–3 мкм. В исследованных структурах использовались пленки никеля (Ni) и хрома (Cr) с толщинами 50–200 нм, полученные методом электронно-лучевого испарения и характеризующиеся хорошей адгезией к кварцевому стеклу.

Схема установки для исследования фотоиндуцированных колебаний структур SMS1,2 представлена на рис.10,в. Оптическое возбуждение вынужденных колебаний MMF сегмента осуществляется модулированным излучением с длиной волны  $\lambda_{ex} \approx 1480$  нм, для регистрации колебаний используется ЭИВЛ с диодной накачкой ( $\lambda_p \approx 980$  нм), обеспечивающей плавную регулировку и гармоническую модуляцию мощности излучения накачки  $P(t)$  путем изменения тока питания диода. Селективный полупрозрачный отражатель M3 на выходном торце SMF2 обеспечивает почти полное отражение (93%) на линии генерации ВЛ ( $\lambda_s \approx 1538$  нм) и пропускание (87%) на линии 1480 нм. Благодаря оптической связи ЭВЛ с внешним резонатором (M2–M3), включающим SMS структуру, модуляция потерь  $\Delta\tilde{T}$  и фазы световой волны  $\Delta\tilde{\varphi}$  в SMS структуре, обусловленная колебаниями MMF сегмента, приводит к модуляции выходной мощности ВЛ [42]:

$$\frac{\Delta\tilde{W}}{W} = \frac{[\gamma_{rel}^2 + f^2]^{1/2}}{[(f_{rel}^2 - f^2) + \gamma_{rel}^2 f^2]^{1/2}} F_m(\Delta\tilde{T}, \Delta\tilde{\varphi}), \quad (3)$$

где  $f_{rel}(P)$  – частота релаксационных колебаний ВЛ, зависящая, в частности, от мощности накачки  $P$ ;  $f$  – частота колебаний MMF сегмента;  $\gamma_{rel}$  – параметр затухания релаксационных колебаний ЭВЛ;  $F_m(\Delta\tilde{T}, \Delta\tilde{\varphi}) = G(A)$  – функция модуляции потерь и фазы во внешнем резонаторе (M2–M3), зависящая, в свою очередь, от амплитуды  $A$  колебаний MMF сегмента. В формуле (3) предполагается, что длина внешнего резонатора  $l_{ext} \ll c/2f$ .

В экспериментах резонансные частоты основных мод колебаний MMF сегментов с жестким защемлением на концах составляли 4–15 кГц, добротность механических колебаний (на воздухе) равнялась 100–400; при этом длина осциллирующего участка MMF составляла определенную часть многомодового сегмента ( $l/L_0 = 1/6–1/3$ ). Сравнительно низкие частоты релаксационных колеба-

ний ( $f_{rel} \leq 10$  кГц) достигались за счет увеличения длины резонатора лазера (M1–M2) путем присоединения к отрезку активного световода пассивного участка (SMF-28). Длина внешнего резонатора  $l_{ext} = 10–20$  м. В соответствии с формулой (3) чувствительность ЭИВЛ к колебаниям MMF сегмента имеет резонансный характер с максимумом при  $f_{rel} \approx f$ , который обеспечивается путем плавной регулировки уровня накачки ЭИВЛ.

Дополнительное увеличение чувствительности может достигаться за счет использования нелинейных свойств лазеров с модулированной накачкой [43]. В частности нами исследована возможность увеличения чувствительности ЭИВЛ за счет параметрического усиления в условиях главного параметрического резонанса, имеющего место при  $\nu \approx 2f_{rel} \approx 2f$ , где  $\nu$  – частота модуляции мощности накачки ЭВЛ. Оптимизация глубины модуляции накачки  $\Delta\tilde{P}/P \approx 3 \times 10^{-2}$  и разности фаз  $\Delta\Phi_{f,\nu}$  между управляющими гармоническими сигналами  $\tilde{U}_f$  и  $\tilde{U}_\nu$  ( $\nu = 2f$ ) в данной схеме позволила увеличить чувствительность на 10%–13%. Оценки показывают [44], что оптимизация параметров схемы даст возможность повысить чувствительность волоконного лазера за счет параметрического усиления сигналов по крайней мере в 2–3 раза. Важно подчеркнуть, что высокая чувствительность ВЛ позволяет регистрировать колебания MMF сегмента с малой амплитудой ( $A \ll d$ ), при которых существенно уменьшается составляющая погрешности частотных ВОД, связанная с неизохронностью колебаний (зависимость периода ре-

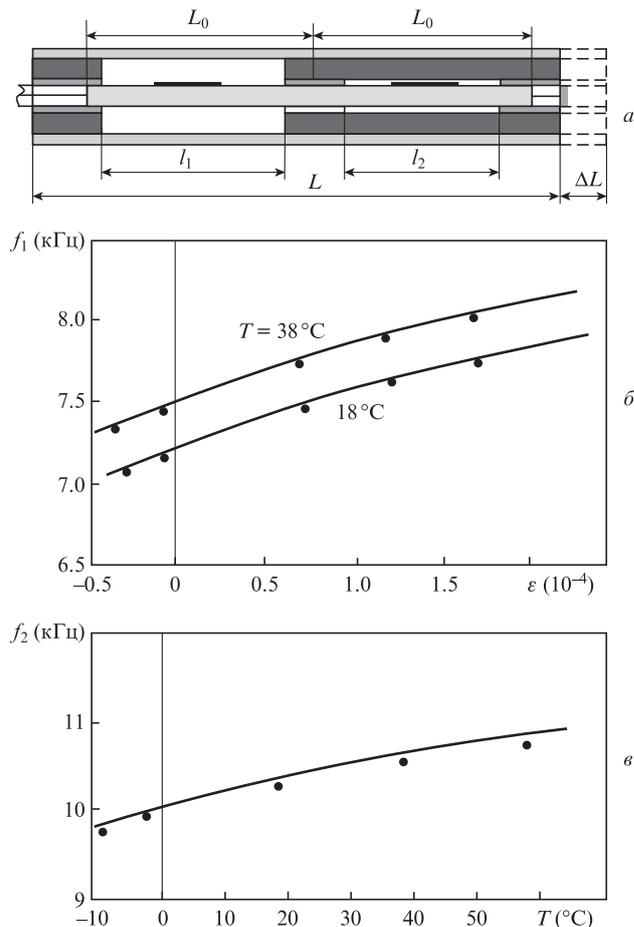


Рис.11. Схема виброчастотного преобразователя деформаций и температуры на основе структуры SMS1 (а) и градуировочные кривые  $f_1(\epsilon, T)$  (б) и  $f_2(T)$  (в);  $\epsilon = \Delta L/L$ .

зонансных колебаний от амплитуды), характерной для виброчастотных датчиков [21].

Проведенные исследования световодных структур открывают возможности для создания многопараметрических виброчастотных ВОД, использующих метод частотного разделения измерительных каналов. На рис. 11 показана схема измерительного преобразователя такого датчика на основе SMS, разработанного для одновременного контроля деформаций  $\varepsilon$  и температуры  $T$ . Чувствительным элементом преобразователя является ММФ сегмент, одна секция которого ( $l_1$ ) расположена в тонкостенной части корпуса преобразователя, испытывающего продольные деформации; при этом резонансная частота указанной секции  $f_1(\varepsilon, T)$  зависит как от деформаций, так и от температуры (рис. 11, б). Другая секция ( $l_2$ ) находится в массивной толстостенной части корпуса, нечувствительной к продольным усилиям, и имеет резонансную частоту  $f_2(T)$  (рис. 11, в). В результате измеренные значения  $f_1$  и  $f_2$  позволяют определить по отдельности величины деформаций  $\varepsilon(f_1, f_2)$  и температуры  $T(f_2)$ . Благодаря высокой стабильности физико-химических свойств и превосходным упругопрочностным характеристикам световодов из однородного и чистого кварцевого стекла, использованных в предложенных SMS структурах, рассматриваемые виброчастотные ВОД могут иметь большой срок службы (более 20 лет) и высокую надежность в жестких условиях эксплуатации.

## 7. Заключение

Исследованы режимы генерации ЭВЛ при резонансном взаимодействии с микрооптомеханическими резонансными структурами разных типов. В случае совпадения собственных частот МОМРС с частотами релаксационных колебаний или межмодовых биений при генерации ЭВЛ в системе возникают устойчивые автомодуляционные режимы с частотой модуляции, определяемой, главным образом, собственной частотой акустомеханических колебаний МОМРС. Указанные режимы можно реализовать в широком диапазоне резонансных частот и добротностей микроосцилляторов с разными механизмами фотодеформационного возбуждения колебаний МОМРС. Следует отметить, что МОМРС в схемах лазеров могут выполнять роль комплексного пассивного модулятора, осуществляющего модуляцию не только добротности резонатора и фазы световой волны, но также поляризационной анизотропии (модулируемая фазовая пластинка) и частоты света, отраженного от МОМРС, которые могут существенно расширить спектр динамических режимов лазера.

Стабилизация частоты автомодуляции ( $\Delta F/F \sim 10^{-5}$ ) может найти применение при создании источников лазерного излучения с высокостабильной частотой импульсов. Показана эффективность использования резонансной модуляции накачки ВЛ для повышения чувствительности лазера при регистрации малых возмущений характеристик оптического резонатора. Благодаря зависимости собственных частот МОМРС от внешних воздействий и условий, это явление может быть основой для создания высокоточных и помехоустойчивых волоконно-оптических преобразователей и датчиков физических величин с частотным выходом. Продемонстрирована возможность создания многопараметрических измерительных систем, основанных на методе частотного разделения измерительных каналов, с миниатюрными микроосцилляторными сенсорными элементами.

- Hossein-Zaden M., Vahala K.J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **16** (1), 276 (2010).
- Городецкий М.Л. *Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью* (М.: Физматлит, 2011).
- Цуканов А.В. *Микроэлектроника*, **40** (5), 359 (2011).
- Варадан В., Виной К., Дезде К. *ВЧ МЭМС и их применение* (М.: Техносфера, 2004).
- Егоров Ф.А. *Автомодуляция интенсивности лазерного излучения, взаимодействующего с микрорезонаторными структурами. Автореферат канд. дисс.* (М., 1997).
- Yahel E., Hardy A. *J. Lightwave Technol.*, **21** (9), 2044 (2003).
- Chartier T., Sauchez F., Stepfan G. *Appl. Phys. B*, **70**, 23 (2000).
- Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Потапов Т.В. *Радиотехника и электроника*, **45** (7), 880 (2000).
- Егоров Ф.А., Потапов В.Т., Неугодинок А.П., Никитин В.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика. Астрономия*, №6, 45 (2009).
- Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Крюков П.Г., Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **51** (3), 724 (1966).
- Ратнер А.М. *Квантовые генераторы с большим угловым расхождением* (Киев: Наукова думка, 1970).
- Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **23** (6), 33 (1997).
- Бурков В.Д., Егоров Ф.А., Потапов В.Т. *ЖТФ*, **75** (1), 70 (2005).
- Егоров Ф.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **35** (12), 104 (2009).
- Бабаков И.М. *Теория колебаний* (М.: Наука, 1968).
- Ярив В.А. *Квантовая электроника* (М.: Сов. радио, 1980).
- Van Thourhout D., Roels J. *Nature Photon.*, **4**, 211 (2010).
- Егоров Ф.А., Потапов В.Т. *Письма в ЖТФ*, **36** (2), 86 (2010).
- Снайдер А., Лав Д. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
- Veber A.A., Kurkov A.S., Tsvetkov V.B. *Laser Phys.*, **21** (2), 294 (2011).
- Эткин Л.Г. *Виброчастотные датчики. Теория и практика* (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2004).
- Лисенков И.В., Никитов С.А., Попов Р.С., Чул Ку Ким, *Радиотехника и электроника*, **52** (9), 1122 (2007).
- Wiederhecker G.S., Brenn A., Fragnito H.L., Russell P. St.J. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 2003903 (2008).
- Бирюков А.С., Сухарев М.Е., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **32** (9), 765 (2002).
- Egusa S., Wang Z., Chocat N., et al. *Nature Mater.*, **9**, 643 (2010).
- Brambilla G., Xu F., Horak P., Jung Y., et al. *Adv. Opt. Photon.*, **1** (1), 107 (2009).
- Егоров Ф.А., Никитов С.А., Потапов В.Т. *Радиотехника и электроника*, **50** (6), 736 (2005).
- Светлицкий В.А. *Механика трубопроводов и шлангов* (М.: Машиностроение, 1982).
- Нестеров С.В., Акуленко Л.Д., Коровин Л.И. *Докл. РАН*, **427** (6), 781 (2009).
- Болотин В.В. *Динамическая устойчивость упругих систем* (М.: ГИТТЛ, 1956).
- Verbridge S.S., Ilic R., Craighead H.G., Jeevak P.M. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 013101 (2008).
- Бирюков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **37** (4), 379 (2007).
- Ding Ye, Yang Q., Guo Xin, Wang S., et al. *Opt. Express*, **17** (24), 21813 (2009).
- Luan F., George A.K., Knight J.C. *Opt. Express*, **15** (3), 829 (2007).
- Braginsky V.B., Strigin S.E., Vyatchanin S.P. *Phys. Lett. A*, **287**, 331 (2001).
- Майлыбаев А.А. *Многопараметрические задачи теории устойчивости. Автореферат Докт. дисс.* (С.-Пб., 2008).
- Banerji J., Davies A.R., Jenkins R.M. *Opt. Soc. Am. B.*, **14** (9), 2378 (1997).
- Frasao O., Silva S.O., Viegas J., et al. *Appl. Opt.*, **50** (25), E184 (2011).
- Wu Q., Semenova Y., Wang P., Farrell G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7753**, 77535G (2011).
- Michtchenko A., Tulaikova T. *AIP Conf. Proc.*, **1253** (1), 254 (2010).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
- Lacot E., Jacquoin O., Roussely G. et al. *J. Opt. Soc. Am. A*, **27** (11), 2450 (2010).
- Arellano-Sotelo H., Kiryanov A.V., Barmenkov Yu.O., Aboites V. *Opt. Laser Technol.*, **43**, 132 (2011).
- Witomski A., Lacot E., Hugon O. *Phys. Rev. A*, **72**, 023801 (2005).