

Непрерывная параметрическая генерация в волоконном световоде с сохранением поляризации

Е.А.Злобина, С.И.Каблуков, С.А.Бабин

С помощью поляризационного механизма согласования фаз впервые получена непрерывная параметрическая генерация в волоконном световоде с сохранением поляризации. Экспериментально продемонстрировано преобразование оптической частоты со сдвигом ~ 8.6 ТГц в высокочастотную область спектра. Мощность генерируемого излучения на длине волны 1017 нм превысила 40 мВт при одном проходе 85-метрового волокна Nuferr PM980-XP. Эффективность преобразования составила 3.3 %, что на порядок превышает другие результаты для непрерывного параметрического преобразования с увеличением частоты в спектральной области 1 мкм. Проведено сравнение теоретических расчетов с экспериментальными результатами. Рассмотрены возможные факторы, влияющие на насыщение мощности генерируемой волны с ростом мощности сигнала и накачки.

Ключевые слова: волоконная оптика, четырехволновое смешение, нелинейное преобразование частоты.

1. Введение

В настоящее время волоконные световоды широко применяются для нелинейного преобразования частоты когерентного излучения. В связи с этим повышенное внимание уделяется созданию и исследованию волоконно-оптических параметрических генераторов (ВОПГ). Эти источники излучения обладают относительно высокой эффективностью преобразования и позволяют получить большие (до 130 ТГц) частотные сдвиги в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах [1, 2]. Такие генераторы основаны на эффекте четырехволнового смешения (ЧВС), при котором в результате нелинейного параметрического взаимодействия двух фотонов накачки с частотами ω_{p1} и ω_{p2} возникают две новые волны, одна из которых сдвинута в низкочастотную область (стоксова компонента, ω_s), другая – в высокочастотную (антистоксова компонента, ω_a). На практике часто рассматривают вырожденный по частоте накачки случай, при котором $\omega_{p1} = \omega_{p2}$.

Для эффективного ЧВС необходимо выполнить условие фазового синхронизма, при котором расстройка волновых векторов участвующих в процессе волн минимальна. В большинстве ранних экспериментов для согласования фаз использовалось различие фазовых скоростей поперечных мод в многомодовых световодах [3, 4]. С появлением и началом широкого применения одномодовых световодов в оптических системах были разработаны три новых метода согласования фаз: работа вблизи длины волны нулевой дисперсии волокна, работа в области аномальной дисперсии групповых скорос-

тей, а также использование двулучепреломляющих световодов (волокон с сохранением поляризации).

Развитие волоконных эрбиевых лазеров и усилителей, а также высоконелинейных волокон со смещенной дисперсией сделало возможным создание ВОПГ [5–10] в области низких оптических потерь чистого плавленого кварца – вблизи 1.55 мкм. В этом диапазоне в непрерывном режиме накачки наблюдалась генерация стоксовой волны мощностью до 38 мВт [6] (в схеме с линейным резонатором для антистоксовой компоненты) и даже 1 Вт [10] (кольцевой резонатор для антистоксовой компоненты). Однако мощность антистоксовой компоненты была намного меньше – в работе [10] она не превышала 100 мВт.

Волоконные иттербиевые лазеры, работающие в диапазоне 1.03–1.13 мкм, обладают высокой плотностью мощности, что делает их перспективными оптическими источниками для исследования нелинейных процессов в волокне. Однако согласование фаз вблизи 1 мкм возможно только в специальных фотонно-кристаллических волокнах, поэтому работ по этой теме немного [11, 12]. С другой стороны, выполнить условие фазового синхронизма можно в двулучепреломляющих волокнах. Для этой цели в ранних работах в качестве источника накачки вблизи 1 мкм использовались импульсные твердотельные лазеры [13–15].

В двулучепреломляющих световодах фазовый синхронизм достигается путем компенсации материальной дисперсии волокна за счет разности фазовых скоростей волн, распространяющихся в разных поляризационных модах световода. В работе [16] показано, что в зависимости от поляризации четырех волн теоретически существует пять способов выполнения условия фазового синхронизма. Однако на практике из-за симметричности тензора восприимчивости третьего порядка в изотропной среде (кварцевом стекле) в области нормальной дисперсии могут быть реализованы только два из них [17].

В первом случае излучение накачки поляризовано вдоль двух главных осей световода, а стоксова и анти-

Е.А.Злобина, С.И.Каблуков, С.А.Бабин. Институт автоматизации и электротехники СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: ZlobinaKaterina@rambler.ru, kab@iae.nsk.su, babin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 29 апреля 2011 г., после доработки – 6 июня 2011 г.

стоксова волны, возникающие вследствие ЧВС, поляризованы вдоль медленной и быстрой осей соответственно. При этом частотная отстройка варьируется от 3 ТГц для накачки в видимой области [18–20] до 6–9 ТГц вблизи 1 мкм [13, 14].

При втором способе излучение накачки поляризовано вдоль медленной оси двулучепреломляющего волокна, а стоксова и антистоксова компоненты – вдоль быстрой оси. В этом случае частотная отстройка достигает 30 ТГц в видимой области [21] и 78 ТГц вблизи 1 мкм [15]. Так как величина частотной отстройки зависит от двулучепреломления волокна, можно управлять частотными сдвигами, изменяя наведенное двулучепреломление с помощью нагрева [22], скручивания [23, 24] или растягивания [25] волокна. Использование двулучепреломляющего фотонно-кристаллического волокна с подходящими дисперсионными параметрами [26] позволило увеличить частотную отстройку до 64 ТГц при накачке на 647 нм.

Все упомянутые выше работы были выполнены в импульсном режиме накачки, который обеспечивал большие пиковые мощности излучения, поэтому параметрическое преобразование можно было относительно легко наблюдать даже в волокнах небольшой длины.

В настоящей работе впервые экспериментально продемонстрировано преобразование частоты в двулучепреломляющем волоконном световоде для непрерывного излучения накачки. Используя в качестве накачки излучение неполяризованного волоконного иттербиевого лазера ($\lambda_p = 1048$ нм) мощностью P_p до 4 Вт, а в качестве сигнальной затравки – излучение с $\lambda_s = 1080.3$ нм, мы получили непрерывную параметрическую генерацию с антистоксовым сдвигом частоты на 8.6 ТГц. Мощность генерируемого излучения в волокне с сохранением поляризации Nufern PM980-XP длиной 85 м превысила 40 мВт. Эффективность преобразования, определяемая как отношение мощностей холостой волны на выходе волокна и сигнальной волны на входе [12], составила 3.3 % при мощности накачки 4 Вт. В то же время, в ранее опубликованных работах по непрерывному параметрическому преобразованию с увеличением частоты в области длин волн не более 1 мкм использовались фотонно-кристаллические волокна, в которых согласование фаз обеспечивалось вблизи длины волны нулевой дисперсии волокна, а эффективность преобразования не превышала 0.3 % [12, 27, 28].

2. Теоретическая часть

В процессе вырожденного ЧВС поле волны накачки, воздействуя на среду через нелинейную восприимчивость третьего порядка $\chi^{(3)}$, порождает две новые волны – антистоксову (ω_a) и стоксову (ω_s), частоты которых сдвинуты относительно частоты накачки ω_p в соответствии с законом сохранения энергии: $\omega_p + \omega_p = \omega_a + \omega_s$. При вырожденном процессе частотные отстройки $\omega_p - \omega_s = \omega_a - \omega_p = \Omega$.

Для эффективного ЧВС также необходимо обеспечить закон сохранения импульсов, или условие фазового синхронизма, при котором расстройка волновых векторов участвующих в процессе волн должна быть минимальна: $\Delta k = k_{p1} + k_{p2} - k_a - k_s = c^{-1}(n_{p1}\omega_p + n_{p2}\omega_p - n_a\omega_a - n_s\omega_s) = 0$, где c – скорость света в вакууме, k_j – волновые векторы и n_j – показатели преломления на частотах накачки, антистоксовой и стоксовой волн соот-

ветственно ($j = p1, p2, a, s$).

Полная расстройка волновых векторов в оптическом световоде Δk включает в себя линейную Δk_L и нелинейную Δk_{NL} расстройки: $\Delta k = \Delta k_L + \Delta k_{NL}$. Линейная расстройка определяется материальной и волноводной дисперсиями световода: $\Delta k_L = \Delta k_M + \Delta k_W$ [29]. Нелинейная расстройка возникает в результате нелинейных эффектов в оптическом волокне – фазовой самомодуляции (ФСМ) и фазовой кросс-модуляции (ФКМ). В случае невырожденной накачки Δk_{NL} зависит от коэффициента нелинейности волокна γ и мощностей двух волн накачки P_1 и P_2 : $\Delta k_{NL} = \gamma(P_1 + P_2)$ [29].

В области нормальной дисперсии при небольших частотных отстройках Ω и длине волны накачки, не слишком близкой к длине волны нулевой дисперсии волокна, вклад материальной дисперсии можно аппроксимировать следующим образом: $\Delta k_M = \beta_2 \Omega^2$, где β_2 – коэффициент дисперсии групповых скоростей. Нелинейный вклад Δk_{NL} положителен, поэтому для выполнения условия фазового синхронизма необходимо сделать отрицательным вклад волноводной дисперсии Δk_W . В двулучепреломляющих световодах, как уже упоминалось, это достижимо при распространении четырех волн с разными фазовыми скоростями в двух поляризационных модах волокна. На рис. 1 схематично представлены два процесса синхронизации волновых векторов в области нормальной дисперсии. В первом случае накачка распространяется в разных поляризационных модах световода (рис. 1,а), во втором – вдоль медленной оси (рис. 1,б), при этом частотная отстройка боковых компонент от накачки заметно больше во втором случае.

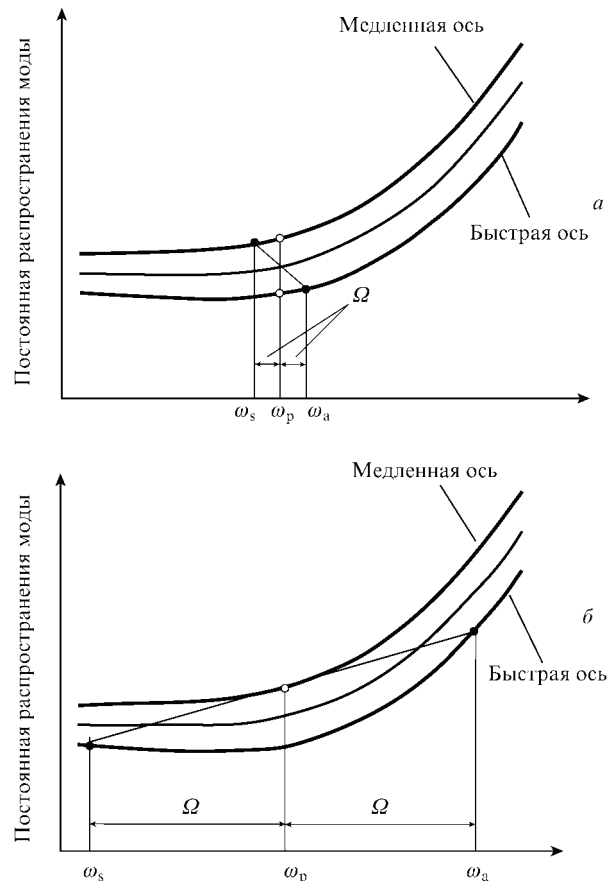


Рис.1. Схематическое изображение согласования фаз в волокне с сохранением поляризации.

Коэффициент параметрического усиления зависит от полной расстройки волновых векторов Δk и в невырожденном случае записывается в виде [29]:

$$g = [(\gamma P_0 r)^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2}.$$

Здесь $r = 2\sqrt{P_1 P_2}/P_0$ и $P_0 = P_1 + P_2$. В настоящей работе мощность неполяризованного излучения накачки делится поровну между быстрой и медленной осями световода, т. е. $P_1 = P_2 = \frac{1}{2}P_p$, где P_p – мощность накачки на входе в двулучепреломляющее волокно. Тогда $\Delta k_{NL} = \gamma P_p$ и $g = [(\gamma P_p)^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2}$.

Для того чтобы параметрический процесс проявился при относительно небольших мощностях непрерывной накачки, в волокно запускается затравочная сигнальная волна. В приближении «неистошимой» накачки ($P_p \gg P_s$) мощность холостой волны P_i в общем случае зависит от мощности сигнальной волны на входе в волокно $P_s(0)$, мощности волны накачки P_p , коэффициента нелинейности γ , длины волокна L и коэффициента усиления g (см., напр., [29]):

$$P_i(L) = P_s(0) \left(\frac{\gamma P_p}{g} \right)^2 \sinh^2(gL). \quad (1)$$

Коэффициент ненасыщенного усиления холостой волны за один проход по волокну

$$G = \frac{P_i(L)}{P_s(0)} = \left(\frac{\gamma P_p}{g} \right)^2 \sinh^2(gL). \quad (2)$$

При больших волновых расстройках ($\Delta k \gg \gamma P_p$)

$$G = (\gamma P_p L)^2 \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2}. \quad (3)$$

В этом случае G хорошо описывает крылья линии усиления холостой волны. Определим нелинейность отрезка волокна длиной L как $\xi = \gamma P_p L$. Тогда при небольшой нелинейности волокна ($\xi = 0.5$) погрешность вычисления усиления по формуле (3) в центре линии не превышает 10%. При точном синхронизме ($\Delta k = 0$) формула (2) упрощается и усиление выражается в виде $G_0 = \xi^2$. Следовательно, мощность холостой волны линейно зависит от мощности сигнальной волны и квадратично зависит от мощности накачки:

$$P_i(L) = P_s(0)G_0 = P_s(0)(\gamma P_p L)^2 = P_s(0)\xi^2. \quad (4)$$

При небольших мощностях излучения и длине волны накачки вблизи 1 мкм нелинейный вклад много меньше материального, т. е. $\Delta k_{NL} \ll \Delta k_M$, поэтому им можно пренебречь. Тогда условие фазового синхронизма первого типа, когда излучение накачки распространяется вдоль двух осей волокна с сохранением поляризации (см., напр., [16]), принимает вид

$$\Delta k = \Delta k_L = \beta_2 \Omega^2 - \delta n \Omega c^{-1} = 0, \quad (5)$$

где $\delta n = n_s - n_f$ – разность показателей преломления по медленной и быстрой осям световода, называемая двулучепреломлением волокна. Если предположить, что двулучепреломление слабо зависит от частоты излучения, из (5) получим $\Omega = \delta n / (\beta_2 c)$. Двулучепреломление используемого в эксперименте волокна Nufern PM980-

XP ($\delta n = 3.6 \times 10^{-4}$) приводится в спецификации. Дисперсионная кривая, предоставленная производителем волокна, хорошо аппроксимируется известной зависимостью $D(\lambda) = (S_0/4)(\lambda - \lambda_0^4/\lambda^3)$ [30] с параметрами $\lambda_0 = 1385.15$ и $S_0 = 0.08137$. Коэффициент дисперсии групповых скоростей β_2 вычислялся из дисперсионной кривой $D(\lambda)$ и составил примерно 21 пс²/км для длины волны накачки $\lambda_p = 1048$ нм. Следовательно, частотную отстройку можно оценить как $\Omega/2\pi \approx 9.1$ ТГц, что сравнимо с отстройками, полученными другими исследовательскими группами [13, 14].

При слабой нелинейности волокна ($\xi \ll 1$) ширину полосы контура параметрического усиления $\Delta\Omega$ можно рассчитать на основе формулы (3). Она соответствует расстройке волновых векторов, при которой $\sin^2(\Delta k L/2) = 1$, т. е. $\Delta k L = \pm\pi$. В этом случае усиление уменьшается в $\pi^2/4$ раз, а расстройка волновых векторов $\Delta k_s = 2\pi/L$. Взяв производную от выражения (5) и подставив в формулу частотную отстройку $\Omega = \delta n / (\beta_2 c)$, можно вычислить ширину синхронизма $\Delta\Omega$ по расстройке волновых векторов

$$\Delta k_s = \frac{\partial \Delta k}{\partial \Omega} \Delta\Omega = \left(2\beta_2 \Omega - \frac{\delta n}{c} \right) \Delta\Omega = \frac{\delta n}{c} \Delta\Omega. \quad (6)$$

Следовательно, ширина контура усиления обратно пропорциональна длине и двулучепреломлению волокна: $\Delta\Omega = 2\pi c / (\delta n L)$. Для холостой волны вблизи 1017 нм $\Delta\Omega$ в 35-метровом световоде PM980-XP составляет 0.07 нм и уменьшается до 0.03 нм в волокне длиной 85 м. Таким образом, для эффективной параметрической генерации в длинном волокне необходимо использовать узкополосные лазеры накачки и сигнала.

Приведенные выше упрощения справедливы при слабой нелинейности $\xi \ll 1$. Оценим ξ для световода PM980-XP длиной 85 м. Коэффициент нелинейности волокна $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda_p A_{\text{eff}})$, где $n_2 \approx 2.3 \times 10^{-20}$ м²/Вт – нелинейный показатель преломления [31], а A_{eff} – эффективная площадь моды. В одномодовом световоде используются гауссово распределение поля основной моды и $A_{\text{eff}} = \pi(D/2)^2$, где D – диаметр волнового поля. Для нашего световода $D \approx (6.9 \pm 1)$ мкм на 1060 нм, $\lambda_p = 1048$ нм и, соответственно, коэффициент нелинейности $\gamma \approx 3.7$ км⁻¹·Вт⁻¹. Однако для ортогональных поляризаций в двулучепреломляющих световодах реальная часть нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ меньше, чем для параллельных поляризаций [32]. Поэтому n_2 уменьшается в три раза и, следовательно, $\gamma \approx 1.23$ км⁻¹·Вт⁻¹. Значит, для накачки мощностью 4 Вт нелинейность $\xi \approx 0.42$. В этом случае функцию $\sinh^2(x)$ в выражении (2) с точностью 6% можно заменить аргументом x^2 , а мощность холостой волны при условии точного согласования фаз рассчитывать по формуле (4).

3. Эксперимент и полученные результаты

Схема экспериментальной установки представлена на рис.2. Непрерывное неполяризованное излучение накачки и сигнала вводилось в световод с сохранением поляризации (Nufern PM980-XP) через волоконный ответвитель 30:70. В эксперименте использовались отрезки волокна длиной 35 и 85 м. Выходное излучение попадало на вход анализатора оптического спектра (АОС), с помощью которого наблюдались отдельные спектральные

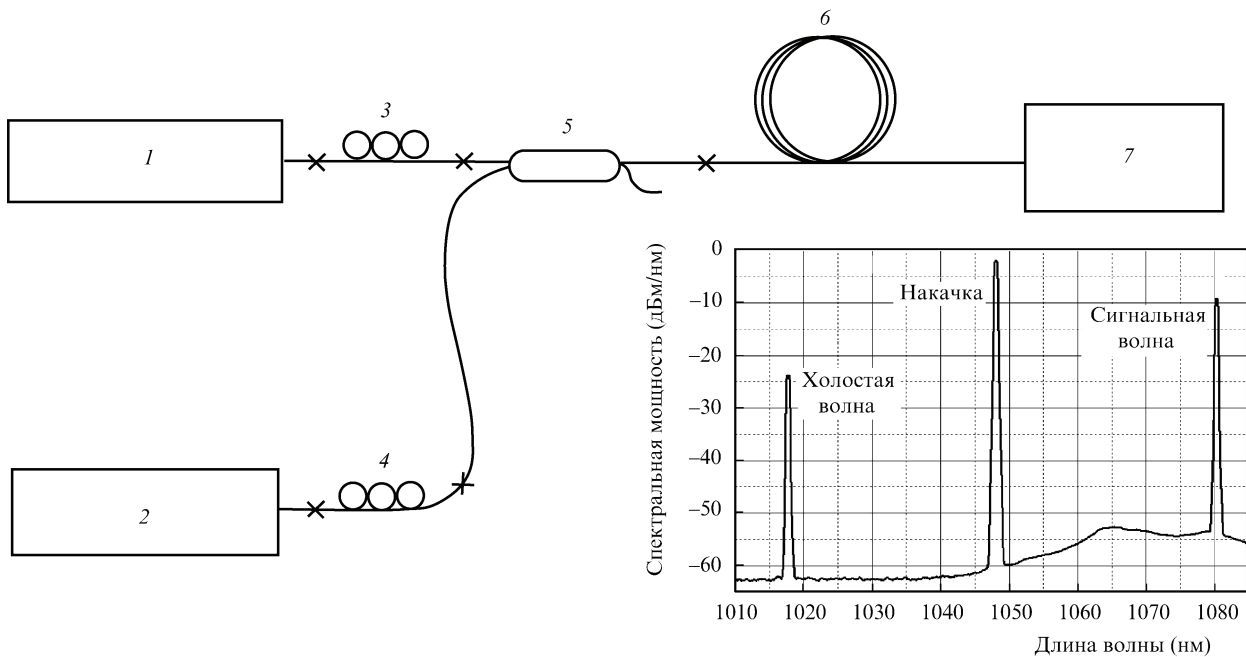


Рис.2. Схема однопроходного непрерывного параметрического преобразователя: 1 – лазер накачки; 2 – перестраиваемый сигнальный лазер; 3, 4 – контроллеры поляризации; 5 – волоконный ответвитель 30:70; 6 – волокно с сохранением поляризации Nufern PM980-XP; 7 – анализатор оптического спектра.

линии излучения. В качестве лазера накачки использовался узкополосный непрерывный иттербиевый волоконный лазер с длиной волны $\lambda_p = 1048$ нм, шириной линии излучения менее 0.1 нм и мощностью до 4 Вт. Лазер сигнального излучения представлял собой другой узкополосный непрерывный волоконный иттербиевый лазер с кольцевым резонатором и перестраиваемой волоконной брэгговской решеткой (ВБР) с осевым сжатием в феруле, описанной в работе [33]. Путем сжатия ВБР можно было изменять длину волны излучения сигнального лазера с 1093 до 1072 нм и таким образом контролировать расстройку волновых векторов, настраиваясь в область длин волн, для которых выполняется условие фазового синхронизма. В эксперименте сигнальная волна соответствовала стоксовой компоненте ЧВС, а холостая волна – антистоксовой компоненте. При длине волны сигнального излучения $\lambda_s \approx 1080.3$ нм в выходном спектре за счет процесса ЧВС возникла новая, так называемая холостая, волна с $\lambda_i \approx 1017.7$ нм (вставка на рис.2). Таким образом, экспериментальная частотная отстройка холостой волны от волны накачки Ω составила 8.6 ТГц, что сравнимо с оценочным значением.

С помощью АОС был измерен спектр параметрической генерации. На рис.3 показаны генерируемые спектры холостой волны при перестройке длины волны сигнального лазера λ_s вблизи положения фазового синхронизма в волокне PM980-XP длиной 85 м. Мощности излучения накачки P_p и сигнала P_s составляли 2.8 и 1.7 Вт соответственно. Ширина линии накачки $\Delta\lambda_p$ не превышала 0.05 нм, ширина сигнальной линии $\Delta\lambda_s$ была 0.11 нм.

Из рис.3 видно, что при увеличении фазовой расстройки контур спектров деформируется, возникают новые провалы, соответствующие минимумам функции $\text{sinc}^2(x)$. К сожалению, аппаратная функция АОС при самом лучшем разрешении составляла 0.025 нм, что превышало период $\text{sinc}^2(x)$. Поэтому минимумы «замыты» и плохо различимы на спектроанализаторе. Точками на рисунке изображен теоретический профиль параметриче-

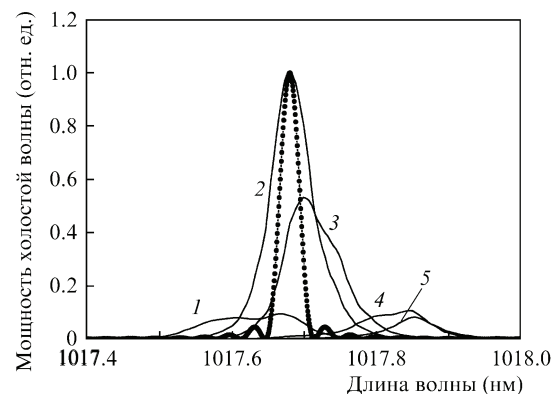


Рис.3. Перестройка длины волны холостого излучения при длине волокна $L = 85$ м, $\lambda_s = 1080.46$ (1), 1080.37 (2), 1080.31 (3), 1080.19 (4) и 1080.14 нм (5). Точками показан профиль параметрического усиления.

ского усиления. Для его расчета использовались формулы (2) и (6) с параметрами волокна $\gamma = 1.23 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$, $\delta n = 3.6 \times 10^{-4}$ и $L = 85$ м при $P_p = 2.8$ Вт.

Мощности волн, участвующих в процессе ЧВС, определялись следующим образом. С помощью спектроанализатора измерялось относительное распределение выходной мощности по линиям излучения. Затем АОС заменяли измерителем мощности и определяли мощность на выходе волокна. По измеренным значениям выходной мощности проводилась калибровка мощностей холостой, сигнальной волн и волны накачки.

На рис.4 показана экспериментально измеренная (точки) зависимость мощности холостой волны от мощности накачки. Она имеет параболический вид, что хорошо согласуется с теорией. Расчетная зависимость $P_i(P_p)$ (сплошная кривая) вычислялась с использованием экспериментальных значений P_p и P_s по формуле

$$P_i(L) = \eta P_s P_p^2, \tag{7}$$

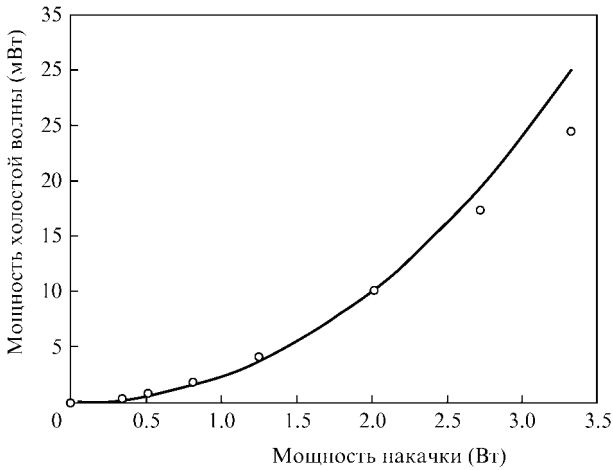


Рис.4. Экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная кривая) зависимости мощности холостой волны от мощности накачки при $L = 85$ м и $P_s \approx 0.8$ Вт.

где коэффициент η пропорционален эффективности ЧВС. Из сравнения формул (4) и (7) ясно, что η квадратично зависит от длины и коэффициента нелинейности волокна: $\eta = \frac{1}{2}(\gamma L)^2$. Коэффициент $\frac{1}{2}$ возникает из-за того, что в процессе ЧВС участвует только часть сигнала излучения, поляризованная вдоль медленной оси, поэтому эффективная мощность сигнала уменьшается в два раза. Мы аппроксимировали экспериментальную кривую, варьируя η . Соответственно для зависимости на рис.4 $\eta = 6 \times 10^{-3} \text{ Вт}^{-2}$.

На рис.5 показаны зависимости мощности холостой

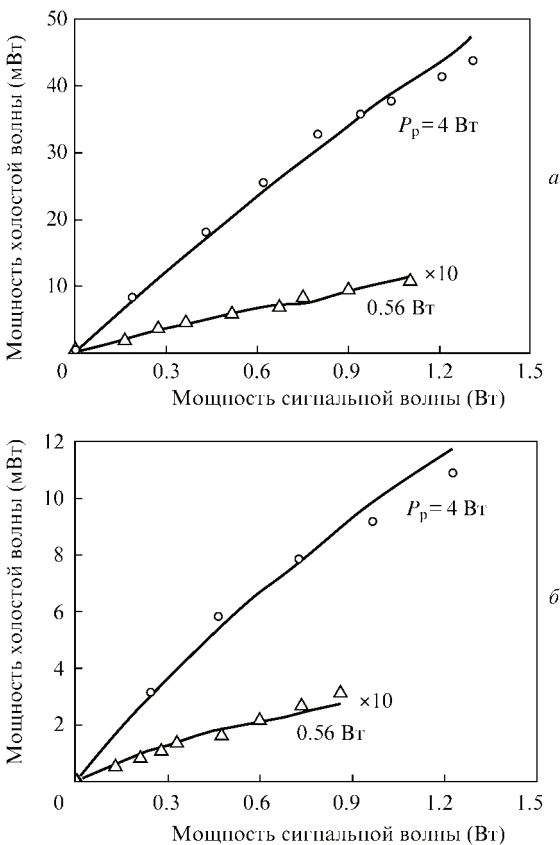


Рис.5. Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные кривые) зависимости мощности холостой волны от мощности сигнала при $L = 85$ м (а) и 35 м (б).

волны от мощности сигнальной волны для волокна длиной 35 и 85 м соответственно. Из рисунка видно, что зависимости линейны на начальном участке, что согласуется с теорией, но затем их наклон уменьшается. Для наглядности значения P_i при мощности накачки 0.56 Вт увеличены в 10 раз.

Расчетные кривые были получены при подстановке экспериментальных значений P_p и P_s в уравнение (4) и подборе коэффициентов η , при которых экспериментальная кривая совпала с расчетной. Небольшая изломанность расчетных кривых объясняется тем, что с ростом мощности сигнальной волны P_s мощность волны накачки P_p уменьшалась примерно на 20%. Мощность генерируемой волны при мощности P_p на входе волокна 4 Вт и $L = 85$ м превысила 40 мВт.

На основе полученных результатов составлена сравнительная табл.1, в которой представлены подобранные коэффициенты η и вычисленные коэффициенты нелинейности волокна $\gamma = \sqrt{2\eta/L}$.

Табл.1. Коэффициенты η и вычисленные на их основе коэффициенты нелинейности волокна γ .

L (м)	P_p (Вт)	η (10^{-3} Вт^{-2})	γ ($\text{км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$)
85	4	5	0.83
	0.56	7.2	1.00
35	3.8	1.6	1.14
	0.5	3	1.56

4. Обсуждение результатов

Как следует из рис.3, теоретический контур параметрического усиления в два раза уже линии излучения холостой волны. Определяющим фактором является ширина аппаратной функции спектроанализатора, которая сравнима с шириной линии усиления. При выполнении расчетов предполагалось, что линии излучения накачки и сигнала являются одночастотными, однако на практике лазеры обладают конечной шириной линии генерации. В итоге согласование фаз выполняется для целого набора продольных мод двух лазеров, что приводит к «расплыванию» спектра генерируемой холостой волны. Стоит также отметить, что при перестройке сигнальной волны на 0.23 нм максимум спектра холостой волны сдвигается на 0.18 нм, следовательно, в процесс ЧВС начинают вносить вклад крылья сигнального спектра. Тем не менее, экспериментальная полоса усиления довольно узкая и даже небольшая отстройка λ_s на 0.06 нм приводит к уменьшению мощности холостой волны в два раза.

Казалось бы, дальнейшее увеличение мощности генерируемой волны возможно при увеличении мощности накачки и сигнала. Однако из графиков рис.3 и 4 видно, что с увеличением этих мощностей экспериментальная зависимость отклоняется от расчетной, возникает насыщение мощности холостого излучения. Насыщение особенно заметно при больших P_p . Кроме того, из табл.1 следует, что коэффициент η не постоянен для определенной длины волокна – он больше для меньшей мощности накачки, т. е. эффективность параметрического процесса снижается с ростом входных мощностей.

Насыщение мощности холостой волны можно объяснить, рассматривая изменение ширины спектров лазеров с ростом мощности излучения и, как следствие, усилением действия нелинейных эффектов. ЧВС различных продольных мод резонатора ведет к уширению линий

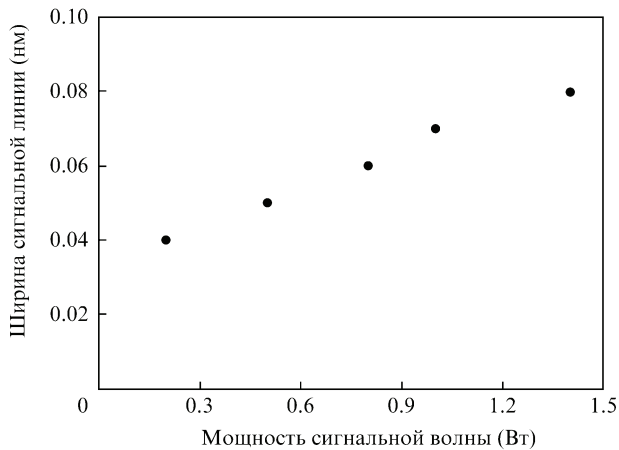


Рис. 6. Экспериментально измеренное уширение спектральной линии сигнального лазера с ростом мощности выходного излучения.

спектров выходного излучения, как и в случае ВКР-лазера [34]. При $P_p = 0.5$ Вт ширина линии накачки $\Delta\lambda_p = 0.03$ нм, а при $P_p = 4$ Вт – 0.07 нм. На рис. 6 показано экспериментальное уширение линии генерации сигнального лазера $\Delta\lambda_s$ с ростом его выходной мощности P_s . Видно, что уже при $P_s = 0.3$ Вт $\Delta\lambda_s$ превышает ширину контура параметрического усиления для волокна длиной 85 м (расчетное значение 0.03 нм), а при 1 Вт – ширину контура для 35-метрового волокна (0.07 нм). Следовательно, из-за уширения контуров излучения лазеров с ростом мощности эффективность ЧВС заметно снижается.

Так как при небольших значениях P_p величина $\Delta\Omega$ меньше или сравнима с ширинами линий генерации лазеров, можно считать, что в этом случае уширение спектров накачки и сигнала слабо влияет на мощность холостой волны. Тогда коэффициент нелинейности γ для волокна Nufern PM980-XP может быть оценен по экспериментальным данным как среднее значение между 1.56 и 1 км⁻¹·Вт⁻¹ (см. табл. 1), то есть $\gamma \approx 1.3$ км⁻¹·Вт⁻¹. Для ортогональных поляризаций γ в 3 раза меньше, чем для параллельных, поэтому в действительности для данного типа волокна $\gamma = 3.9$ км⁻¹·Вт⁻¹, что с погрешностью 6 % согласуется с расчетным значением γ , равным 3.7 км⁻¹·Вт⁻¹.

Эффективность преобразования непрерывного параметрического процесса в однопроходной схеме $P_1(L)/P_s(0)$ в приближении $\xi \ll 1$ равна, согласно (4), ξ^2 . В нашем эксперименте при $L = 85$ м, $\gamma = 1.3$ км⁻¹·Вт⁻¹ и $P_p = 4$ Вт нелинейность ξ составила 0.44, что сравнимо с нелинейностями в экспериментах по непрерывному параметрическому преобразованию с увеличением частоты в фотонно-кристаллических волокнах [12, 27]. Несмотря на большой коэффициент нелинейности последних, ξ не превышает 0.6 [12] и 0.38 [27] ввиду малой мощности накачки ($P_p \leq 0.2$ Вт). В результате мощность генерируемой волны в указанных работах меньше 1 мВт, а экспериментальная эффективность преобразования не превышает 0.3 %. В настоящей работе при нелинейности $\xi = 0.44$ экспериментальная эффективность преобразования составила 3.3%. Высокая эффективность преобразования, возможно, связана с использованием нами более однородного волокна и более узкополосных источников излучения, чем в работах [12, 27].

Следует также отметить, что при использовании

одночастотных лазеров или мощных иттербиевых источников с шириной линий генерации меньше ширины полосы параметрического усиления можно увеличить эффективность преобразования с 3.3 % до теоретически возможных 20 % при тех же значениях мощностей накачки и сигнала. Кроме того, сдвиг длины волны накачки и сигнала в коротковолновую область спектра позволит создать перестраиваемый источник излучения в области 1000–1025 нм, т. е. за пределами линии генерации обычных иттербиевых лазеров.

В волокнах с сохранением поляризации наблюдается также параметрический процесс с большими частотными отстройками (рис. 1, б). Для эффективной генерации в этом случае необходимо использовать определенным образом поляризованное входное излучение.

5. Заключение

В опубликованных ранее работах по непрерывному параметрическому преобразованию с увеличением частоты в области длин волн $\lambda \leq 1$ мкм использовались фотонно-кристаллические волокна. В таких волокнах согласование фаз обеспечивалось вблизи длины волны нулевой дисперсии волокна, а эффективность преобразования не превышала 0.3 %. В настоящей работе в двулучепреломляющем волокне с использованием поляризационного механизма согласования фаз впервые продемонстрирована непрерывная параметрическая генерация со сдвигом частоты в высокочастотную область спектра на 8.6 ТГц. Эффективность преобразования при этом составила 3.3 % для мощности накачки 4 Вт и отрезка волокна длиной 85 м.

Измерения эффективности при малой мощности накачки позволяют сделать вывод, что путем сужения лазерных спектров до ширины полосы параметрического усиления можно увеличить эффективность преобразования с 3.3 % до 20 %. Однако при этом стоит упомянуть, что на этом пути серьезным барьером могут стать флуктуации параметров световода, приводящие к изменению дисперсии по длине волокна.

Также следует отметить, что при использовании перестраиваемых источников излучения накачки и сигнала можно получить поляризованный узкополосный источник излучения в диапазоне 1000–1025 нм, выходящем за пределы линии генерации стандартных волоконных иттербиевых лазеров.

Работа выполнена в рамках проектов Минобрнауки РФ и интеграционного проекта СО РАН.

1. Chen A.Y.H., Wong G.K.L., Murdoch S.G., Leonhardt R., Harvey J.D., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **30**, 762 (2005).
2. Tombelaine V., Labruyere A., Kobelke J., Schuster K., Reichel V., Leproux P., Couderc V., Jamier R., Bartelt H. *Opt. Express*, **17**, 15392 (2009).
3. Stolen R.H., Leibolt W.N. *Appl. Opt.*, **15**, 239 (1976).
4. Angelow A.K., Kircheva P.P. *Appl. Opt.*, **33**, 3203 (1994).
5. Sharping J.E. *J. Lightwave Technol.*, **26**, 14, 2184 (2008).
6. Marhic M.E., Wong K.K.Y., Kazovsky L.G., Tsai T.E. *Opt. Lett.*, **27**, 1439 (2002).
7. Solodyankin M.A., Medvedkov O.I., Dianov E.M. *Proc. Conf. ECOC'05* (Glasgow, UK, 2005, Vol. 1. pp. 47, 48).
8. Wong K.L., Murdoch S.G., Leonhardt R., Harvey J.D., Marie V. *Opt. Express*, **15**, 2947 (2007).
9. Gershikov A., Shumakher E., Willinger A., Eisenstein G. *Opt. Lett.*, **35**, 3198 (2010).

10. Malik R., Marhic M.E. *Proc. Nat. Fiber Opt. Eng. Conf., OSA Techn. Dig.* (San Diego, OSA, 2010, paper JWA18).
11. Deng Y., Lin Q., Lu F., Agrawal G.P., Knox W.H. *Opt. Lett.*, **30**, 1234 (2005).
12. Яценко Ю.П., Левченко А.Е., Прямиков А.Д., Косолапов А.Ф., Семенов С.Л., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **35**, 715 (2005).
13. Park H.G., Park J.D., Lee S.S. *Appl. Opt.*, **26**, 2974 (1987).
14. Chee J.K., Liu J.M. *Opt. Lett.*, **14**, 820 (1989).
15. Xiong C., Wadsworth W.J. *Opt. Express*, **16**, 2438 (2008).
16. Jain R.K., Stenerson K. *Appl. Phys. B*, **35**, 49 (1984).
17. Lantz E., Gindre D., Maillotte H., Monneret J.J. *Opt. Soc. Am. B*, **14**, 116 (1997).
18. Yang T., Gao P. *Opt. Lett.*, **15**, 1002 (1990).
19. Murdoch S.G., Leonhardt R., Harvey J.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 3403 (1997).
20. Chiang K.S., Lor K.P., Chow Y.T. *Opt. Lett.*, **22**, 510 (1997).
21. Stolen R.H., Bosch M.A., Lin Ch. *Opt. Lett.*, **6**, 213 (1981).
22. Ohashi M., Kitayama K., Shibata N., Seikai S. *Opt. Lett.*, **10**, 77 (1985).
23. Kitayama K., Ohashi M. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 619 (1982).
24. Shibata N., Ohashi M., Kitayama K., Seikai S. *Opt. Lett.*, **10**, 154 (1985).
25. Kitayama K., Seikai S., Uchida N. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 322 (1982).
26. Kruhlak R.J., Wong G.K., Chen J.S., Murdoch S.G., Leonhardt R., Harvey J.D., Joly N.Y., Knight J.C. *Opt. Lett.*, **31**, 1379 (2006).
27. Andersen T.V., Hilligsoe K.M., Nielsen C.K., Thogersen J., Hansen K.P., Keiding S.R., Larsen J.J. *Opt. Express*, **12**, 4113 (2004).
28. Jiang R., Saperstein R.E., Alic N., Nezhad M., McKinstrie C.J., Ford J.E., Fainman Y., Radic S. *J. Lightwave Technol.*, **25**, 58 (2007).
29. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* (San Diego: Acad. Press, 2001).
30. Keiser G. *Optical fiber communications* (Singapore: McGraw-Hill, 1991).
31. Namihira Y., Miyagi K., Kaneshima K., Tadakuma M., Vinegoni C., Pietra G., Kawanami K. *Techn. Dig. 12th Symp. on Opt. Fiber Measur.* (Boulder, 2002, pp 15–18).
32. Schulz R., Harde H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1279 (1995).
33. Babin S.A., Kablukov S.I., Vlasov A.A. *Laser Phys.*, **17**, 1323 (2007).
34. Babin S.A., V. Churkin D.V., Ismagulov A.E., Kablukov S.I., Podivilov E.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1729 (2007).