

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ**Генерация второй гармоники в волоконном световоде во внерезонаторной и внутррезонаторной схемах****Е.И.Донцова, С.И.Каблуков, И.А.Лобач, А.В.Достовалов, С.А.Бабин, А.В.Гладышев, Е.М.Дианов, К.Корбари, М.Ибсен, П.Г.Казанский**

Исследована генерация второй гармоники (ГВГ) излучения непрерывного одночастотного иттербиевого волоконного лазера. В качестве нелинейной среды для преобразования частоты использован световод с периодически наведенной квадратичной нелинейностью (СПНКН). Впервые исследована ГВГ в полностью волоконной схеме с внешним резонатором. Продемонстрировано двукратное увеличение мощности второй гармоники в кольцевом волоконном резонаторе и указаны возможности дальнейшей оптимизации волоконной схемы.

Ключевые слова: волоконный лазер, генерация второй гармоники, световод с периодически наведенной нелинейностью, квазисинхронизм.

1. Введение

Волоконные лазеры являются стабильными и эффективными источниками излучения, во многом альтернативными другим типам лазеров. Иттербиевые волоконные лазеры (ИВЛ) с широкой линией усиления в ИК диапазоне позволяют получать генерацию с перестройкой частоты в области 1.03–1.15 мкм (см., напр., [1] и ссылки в ней). Область применений таких источников может быть расширена за счет увеличения спектрального диапазона, которое достигается с помощью нелинейного преобразования частоты. Одним из широко используемых методов увеличения спектрального диапазона лазеров является генерация второй гармоники (ГВГ).

Для удвоения частоты генерации волоконных лазеров используют однопроходные (внерезонаторные) и внутррезонаторные схемы с однородными (КТР, ЛВО) [1] и периодически ориентированными (PPLN, PPKTP) нелинейными кристаллами [2]. Однако использование объемных элементов требует юстировок и вносит дополнительные потери в оптическую схему. Указанных недостатков можно избежать, если использовать полностью волоконную схему ГВГ, основанную на оптическом световоде с периодически наведенной квадратичной нелинейностью (СПНКН).

Е.И.Донцова, С.И.Каблуков, И.А.Лобач. Институт автоматки и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: ekaterina.dontso@mail.ru

А.В.Достовалов, С.А.Бабин. Институт автоматки и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

А.В.Гладышев, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

C.Corbari, M.Ibsen, P.G.Kazansky. Optoelectronics Research Center, University of Southampton, Highfield, Southampton, Hampshire, SO17 1BJ, UK

Поступила в редакцию 19 мая 2016 г., после доработки – 14 октября 2016 г.

Известно, что квадратичная нелинейность $\chi^{(2)}$ в кварцевом световоде изначально отсутствует, но может быть создана методом термического полинга [3, 4], а условие фазового квазисинхронизма, необходимое для эффективной ГВГ, может быть выполнено при создании периодической модуляции $\chi^{(2)}(z)$ вдоль световода [4]. Несмотря на то что величина квадратичной нелинейности ($\chi_{\max}^{(2)} \approx 0.6$ пм/В [3]), наведенной в кварцевом стекле, на 1–2 порядка меньше, чем у кристаллов ($\chi^{(2)} \approx 60$ пм/В для LiNbO₃ и ~ 27 пм/В для β -BaV₂O₄ и KTiOPO₄ [5]), внутриволоконное удвоение частоты является перспективным направлением благодаря возможности увеличения длины взаимодействия и интегрирования нелинейной структуры в волоконную схему [6–8].

Удвоение частоты генерации волоконных лазерных источников в СПНКН с эффективностью 15% – 45% было продемонстрировано в импульсном режиме при пиковой мощности накачки 0.2 – 2 кВт [7–9]. Однако для ряда применений необходимы компактные источники видимого диапазона с непрерывным излучением небольшой мощности. В непрерывном режиме СПНКН использовался только в работе, посвященной исследованию генерации в желтом диапазоне спектра при удвоении частоты излучения висмутового волоконного лазера с узким (~ 0.1 нм) спектром и выходной мощностью ~ 3 Вт [10]. Максимальная эффективность преобразования составила $1.4 \times 10^{-2}\%$. Для биомедицинских применений большой интерес представляют компактные и стабильные непрерывные источники синие-зеленого излучения, работающие как в многочастотном, так и в одночастотном режимах. Так, волоконные лазеры с преобразованием частоты в нелинейных кристаллах (см., напр., [11]) успешно применялись в проточной цитометрии [12].

В настоящей работе впервые проведены эксперименты по ГВГ в волоконном СПНКН, помещенном во внешний волоконный резонатор. Продемонстрировано двукратное увеличение эффективности такого непрерывного полностью волоконного источника синие-зеленого диапазона в сравнении с внерезонаторной однопроходной ГВГ излучения иттербиевого лазера.

2. Изготовление образца СПНКН

Для настоящей работы был изготовлен специальный германосиликатный световод с диаметром сердцевины 8 мкм и длиной волны отсечки высших мод $\lambda_{cut} = 1.02$ мкм. Оболочка световода была сделана из кварцевого стекла марки GE214, содержащего примеси щелочных металлов с концентрацией ~ 1 ppm. Оболочка имела два полых отверстия, параллельных сердцевине и расположенных несимметрично относительно сердцевины (см. вставку на рис.1). Диаметр отверстий составлял 50 мкм, а расстояние между ближайшими краями отверстий равнялось 30 мкм.

Профиль показателя преломления световода, измеренный вдоль оси, перпендикулярной воздушным отверстиям, показан на рис.1. С помощью программного пакета OptiFiber 2.0 (Optiwave Software) по профилю показателя преломления были рассчитаны волноводные характеристики световода – распределение полей мод излучения накачки ($\lambda_1 = 1030.5$ нм) и второй гармоники ($\lambda_2 = \lambda_1/2 = 515.25$ нм) (рис.2,а) и зависимость эффективного показателя преломления от длины волны (рис.2,б). Отметим, что спектральная зависимость показателя преломления может быть вычислена аналитически на основании известных формул. Для этого необходимо учесть дисперсионную зависимость показателя для кварцевых волокон по формуле Зелмейера [13] и волноводный вклад в показатель преломления [14]. Результат аналитических вычислений также приведен на рис.2,б. Разность значений эффективного показателя преломления на дисперсионных кривых, полученных двумя способами, во всем диапазоне длин волн лежит в пределах $(4-6) \times 10^{-4}$.

В исследуемом образце волоконного световода длиной 17 см квадратичная нелинейность создавалась методом термического полинга, подробно описанным в [3]. В полые отверстия в оболочке световода (см. вставку к рис.3) вводились металлические электроды диаметром 32 мкм, на которые подавалось напряжение 8–9 кВ. При этом световод с электродами помещался в печь, в которой поддерживалась температура ~ 220 °С. При повышенной температуре примесные ионы щелочных металлов смещаются внешним электрическим полем, и после охлаждения образца и снятия внешнего поля в световоде фиксируется распределение зарядов, создающее в обла-

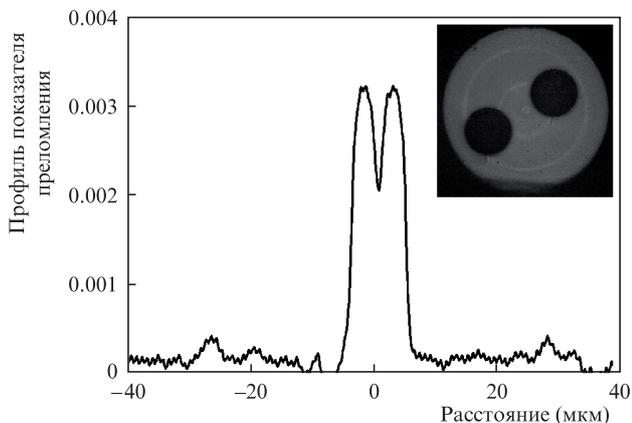


Рис.1. Профиль показателя преломления, измеренный на длине волны 0.63 мкм в поперечном сечении световода вдоль оси, перпендикулярной воздушным отверстиям. На вставке – изображение торца световода, полученное на электронном микроскопе.

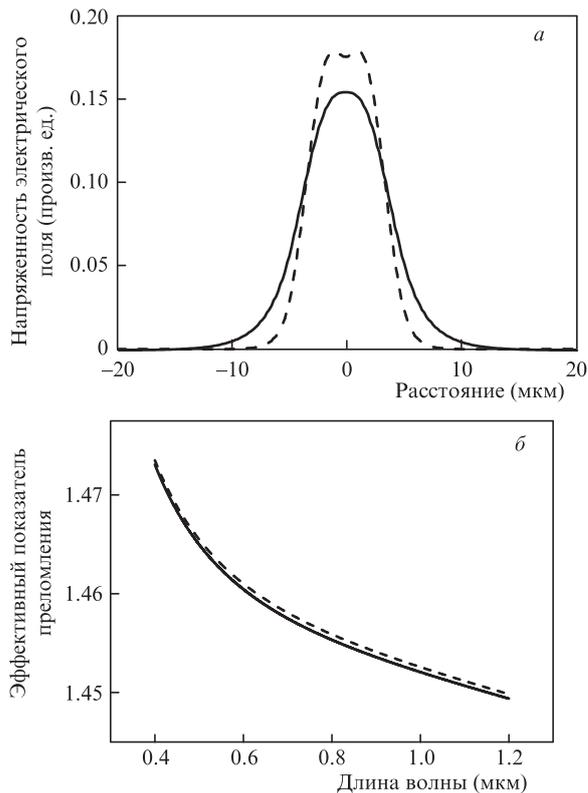


Рис.2. Распределение амплитуды поля в основной моде световода на $\lambda_1 = 1030.5$ нм (сплошная линия) и второй гармоники на $\lambda_2 = 515.25$ нм (штриховая линия) (а), а также дисперсионная зависимость эффективного показателя преломления световода, вычисленная с помощью программы Optifiber 2.0 (сплошная линия) и рассчитанная аналитически по формулам из [13, 14] (штриховая линия) (б).

сти сердцевины сильное электрическое поле напряженностью E_{DC} . Это «вмороженное» поле нарушает изотропию стекла и приводит к тому, что световод можно рассматривать как среду, обладающую квадратичной нелинейной восприимчивостью в соответствии с выражением $\chi^{(2)} = 3\chi^{(3)}E_{DC}$, где $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость 3-го порядка [4]. Учитывая свойства кварцевого стекла ($\chi^{(3)} = 2 \times 10^{-22} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^2$, напряженность поля электрического пробоя $E_b \approx 10^9 \text{ В/м}$), верхний предел для значения нелинейной восприимчивости 2-го порядка в кварцевом стекле оценивается как $\chi_{max}^{(2)} \approx 0.6 \text{ пм/В}$.

Фазовый синхронизм, необходимый для эффективной генерации второй гармоники, был реализован за счет периодической модуляции $\chi^{(2)}(z)$, которая достигалась путем стирания наведенной нелинейности через равные пространственные промежутки с периодом $\Lambda = 41.22$ мкм вдоль длины световода. Стирание нелинейности осуществлялось посредством облучения боковой поверхности световода УФ излучением с длиной волны 244 нм по аналогии с методикой, представленной в работе [7]. В результате получился образец световода с периодически наведенной квадратичной нелинейностью.

Период нелинейной структуры $\Lambda = 41.22$ мкм был выбран исходя из условия квазисинхронизма, которое для образца СПНКН имеет вид

$$\Delta k(\lambda) = \beta_2 - 2\beta_1 - K_m = 0, \tag{1}$$

где $\Delta k(\lambda)$ – обобщенная волновая расстройка; $\beta_i = 2\pi\lambda_i^{-1}n_i^{eff}$ – волновое число; n_i^{eff} – эффективный показате-

тель преломления; λ_i – длина волны i -й гармоники; $K_m = 2\pi m/\Lambda$ – волновое число периодической структуры; m – порядок квазисинхронизма (в нашей работе $m = 1$).

Следует отметить, что УФ облучение при изготовлении СПНКН приводит к возникновению избыточных оптических потерь в видимой области спектра. Однако, как показано в [15], указанные потери не являются препятствием для создания лазеров сине-зеленой области спектра, поскольку излучение этого диапазона приводит к просветлению наведенных УФ излучением потерь в СПНКН.

3. ГВГ в волоконном СПНКН в однопроходной схеме

Экспериментальная установка для исследования внерезонаторной ГВГ в полностью волоконной однопроходной схеме представлена на рис.3. Излучение лазера накачки ($\lambda_1 \approx 1.03$ мкм) проходит через волоконный контроллер поляризации и попадает в образец СПНКН, являющийся одномодовым на этой длине волны (длина волны отсечки $\lambda_{cut} = 1.02$ мкм). Далее прошедшее излучение накачки и излучение генерируемой второй гармоники разделяется по двум каналам с помощью спектрально селективного волоконного ответвителя для проведения измерений мощности и спектров.

В качестве источника излучения накачки используется непрерывный одночастотный волоконный иттербиевый лазер с линейной поляризацией излучения. В настоящей работе лазер выполнен по схеме, аналогичной [16]. Задающим генератором служит одночастотный лазер с распределенной обратной связью (РОС-лазер) на основе длинной волоконной брэгговской решетки (ВБР) с фазовым сдвигом, которая записана в волокне, легированном ионами иттербия. Мощность излучения одночастотного источника достигает 1 Вт, ширина спектра генерации ~ 1 кГц. Перестройка длины волны волоконного лазера для измерения спектральной зависимости осуществляется путем изменения температуры ВБР резонатора, помещенной в отдельный термостат.

Характеризация эффективности ГВГ в образцах СПНКН проводилась путем измерения кривых квазисинхронизма, т.е. зависимостей мощности второй гармоники

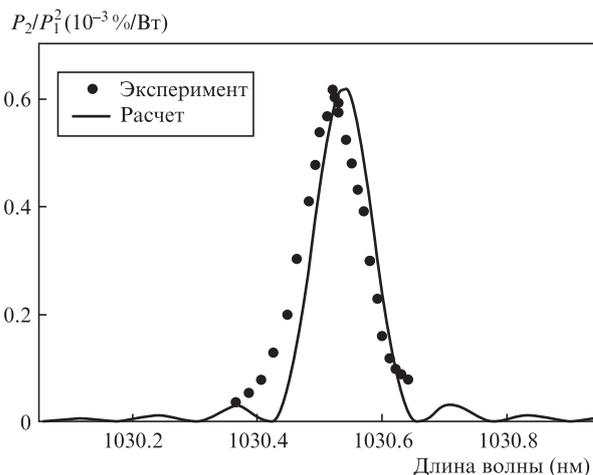


Рис.4. Зависимость нормированной мощности второй гармоники P_2/P_1^2 от длины волны излучения накачки. Экспериментальные значения получены при накачке СПНКН одночастотным линейно поляризованным излучением мощностью $P_1 = 600$ мВт.

ки P_2 от длины волны излучения накачки (рис.4). При этом для получения максимальной эффективности необходимо учитывать и поляризационные свойства СПНКН. Детальные исследования поляризационных и спектральных свойств ГВГ в образцах СПНКН представлены в работе [17]. Аналогичные исследования проводились также в [18], где в качестве источника накачки использовался волоконный лазер с самосканированием частоты [19], позволяющий прописывать кривые квазисинхронизма с разрешением $\delta\lambda \approx 0.3$ пм для разных поляризаций излучения.

Зависимость эффективности ГВГ от поляризации излучения определяется свойствами симметрии тензора $\chi^{(2)}$. Полингованные световоды относятся к группе симметрии $\infty m m$ и, как следствие, тензор $\chi^{(2)}$ имеет 3 ненулевые компоненты, а именно $\chi_{xxx}^{(2)}$, $\chi_{xyy}^{(2)}$ и $\chi_{yxy}^{(2)}$, значения которых соотносятся как 3:1:1 соответственно. (Ориентация осей X и Y в образце СПНКН указана на вставке к рис.3.) Отмеченные свойства симметрии тензора $\chi^{(2)}$ в полингovaných световодах были подтверждены экспериментально в работе [17]. Таким образом, для достижения максимальной эффективности ГВГ излучение накачки должно не только иметь определенную длину волны, соответ-

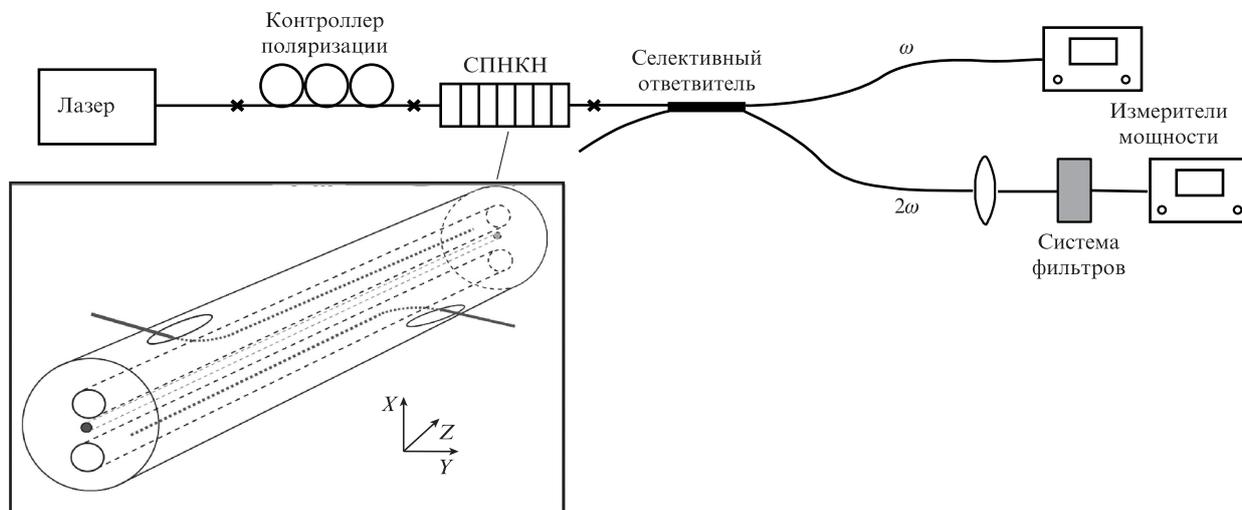


Рис.3. Схема экспериментальной установки для исследования ГВГ в образце СПНКН. На вставке – заготовка для записи периодической нелинейной структуры в образце с указанным направлением его осей.

ствующую условию квазисинхронизма (1), но и быть линейно поляризовано вдоль оси X образца СПНКН.

В настоящей работе для экспериментов по ГВГ во внешнем резонаторе использовался образец, для которого кривая квазисинхронизма была измерена при оптимальной поляризации излучения накачки в работе [18] (см. рис.4). Максимальная измеренная нормированная эффективность преобразования накачки во вторую гармонику составила $P_2/P_1^2 = 0.62 \times 10^{-3} \text{ \%}/\text{Вт}$.

Для теоретического описания кривых квазисинхронизма необходимо рассмотреть процесс ГВГ с учетом волноводных свойств световода. Данный вопрос подробно рассмотрен в [20], где показано, что в режиме неустойчивой накачки, который справедлив для проводимых в нашей работе экспериментов, мощность второй гармоники P_2 на выходе образца СПНКН длиной L определяется выражением

$$P_2 = \frac{\omega^2 [\chi_{\text{eff}}^{(2)}]^2 L^2}{2\epsilon_0 c^3 (n_{\text{eff}}^1)^2 n_{\text{eff}}^2} \frac{P_1^2}{A_{\text{OVL}}} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2, \quad (2)$$

где ω – частота основного излучения; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; c – скорость света; $\text{sinc} x = \sin x/x$; $A_{\text{OVL}} = 1/I_{\text{OVL}}^2$ описывает площадь перекрытия мод световода на частотах накачки и второй гармоники;

$$I_{\text{OVL}} = \frac{\iint F_2(x,y) F_1^2(x,y) dx dy}{\left[\iint F_2^2(x,y) dx dy \right]^{1/2} \iint F_1^2(x,y) dx dy} \quad (3)$$

– интеграл перекрытия мод на частоте накачки и второй гармоники;

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \frac{\iint \chi^{(2)}(x,y) F_2(x,y) F_1^2(x,y) dx dy}{\iint F_2(x,y) F_1^2(x,y) dx dy} \quad (4)$$

– эффективное значение квадратичной нелинейности, усредненное по сечению световода с учетом его волноводных свойств; функции $F_i(x,y)$ описывают распределение поля моды излучения i -й гармоники в световоде.

Формула (2) позволяет определить величину $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ в исследуемом образце СПНКН по измеренной нормированной эффективности преобразования ($P_2/P_1^2 = 0.62 \times 10^{-3} \text{ \%}/\text{Вт}$) и известным волноводным параметрам образца. При этом следует учесть, что входной и выходной концы образца СПНКН были приварены к стандартным одномодовым световодам, а потери на одну сварку составляли 1.8 дБ. Учитывая потери на сварках, максимальная нормированная эффективность ГВГ непосредственно в СПНКН составила $[P_2/P_1^2]_{\text{fiber}} = 2.15 \times 10^{-3} \text{ \%}/\text{Вт}$. Значения волноводных параметров были рассчитаны по распределению полей мод $F_i(x,y)$ (см. рис.2,а) и дисперсионной кривой (рис.2,б), и составили $n_1 = 1.45166$ ($\lambda_1 = 1030.5$ нм), $n_2 = 1.46416$ ($\lambda_2 = 515.25$ нм) и $A_{\text{OVL}} = 75.5 \text{ мкм}^2$. Таким образом, из формулы (2) находим, что $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = 0.005 \text{ пм}/\text{В}$.

Форма кривой квазисинхронизма также может быть промоделирована с помощью формулы (2). На основании дисперсионных зависимостей эффективного показателя преломления (рис.2) были вычислены волновая расстройка $\Delta k(\lambda)$ (см. (1)) и спектральная зависимость мощности второй гармоники, нормированной на квадрат мощности накачки (см. (2)). На рис.4 вместе с экспериментальными точками представлены результаты расчета

кривой синхронизма для исследуемого образца СПНКН длиной 17 см. Расчет проводился на основе дисперсионной кривой, полученной с помощью программы OptiFiber 2.0. Стоит отметить, что расчет на основе дисперсионной зависимости с использованием формул из [13, 14] дает практически аналогичный результат. Из рис.4 видно, что теоретическая кривая хорошо описывает результаты эксперимента. Небольшой относительный сдвиг максимумов кривых синхронизма по длине волны, равный 0.019 нм, объясняется погрешностью измерения профиля показателя преломления световода, а также наличием малых неоднородностей показателя преломления по сечению и по длине световода. Измеренная спектральная ширина на полувысоте кривой квазисинхронизма составила 0.115 нм, что отличается от теоретического значения всего на 0.008 нм.

Следует отметить, что параметр $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ в формуле (2) предполагается постоянным по длине световода. Однако в соответствии с процедурой изготовления образца СПНКН квадратичная нелинейность периодически изменяется по длине образца от нуля до некоторого максимального значения $\chi_0^{(2)}$. Предполагая ступенчатый (со скачком 50%) характер изменения квадратичной нелинейности по длине световода, можно показать, что $\chi_0^{(2)} = \pi \chi_{\text{eff}}^{(2)}$. Таким образом, максимальное значение квадратичной нелинейности в исследуемом образце СПНКН по нижней границе оценки $\chi_0^{(2)} = 0.016 \text{ пм}/\text{В}$. Несмотря на то что полученное значение $\chi_0^{(2)}$ в 30 раз меньше максимального возможного значения для кварцевого стекла ($\chi_{\text{max}}^{(2)} \approx 0.6 \text{ пм}/\text{В}$), данный образец СПНКН может быть использован для сравнительных экспериментов по ГВГ в различных волоконных схемах.

Одним из путей повышения эффективности ГВГ является увеличение мощности накачки, что в режиме неустойчивой накачки приводит к квадратичному возрастанию мощности второй гармоники. В настоящей работе для увеличения мощности впервые использован внешний волоконный резонатор с помещенным внутрь него образцом СПНКН.

4. ГВГ в волоконном СПНКН во внешнем резонаторе

При исследовании внутрирезонаторной ГВГ использовался кольцевой резонатор для излучения накачки (рис.5). Резонатор образован замыканием портов волоконного ответвителя 50/50 и селективного по длине волны ответвителя (WDM), разделяющего излучение накачки и второй гармоники. Схема содержит два волоконных контроллера поляризации, предназначенных для согласования поляризации накачки на входе и после обхода кольцевого резонатора, а также для согласования поляризации накачки с направлением главных осей СПНКН. Для фазовой настройки резонатора в его состав включен отрезок световода, наклеенный на пьезокерамику и позволяющий изменять длину резонатора. Мощность излучения основной и второй гармоник измерялась фотодетекторами ФД1 и ФД2 за выходным свободным портом WDM-ответвителя после разделения пучков зеркалами.

Известно, что максимальное накопление мощности накачки в кольцевом резонаторе происходит в том случае, когда оптические потери на входном ответвителе, обеспечивающем обратную связь, равны суммарным оптическим потерям на остальных элементах резонатора

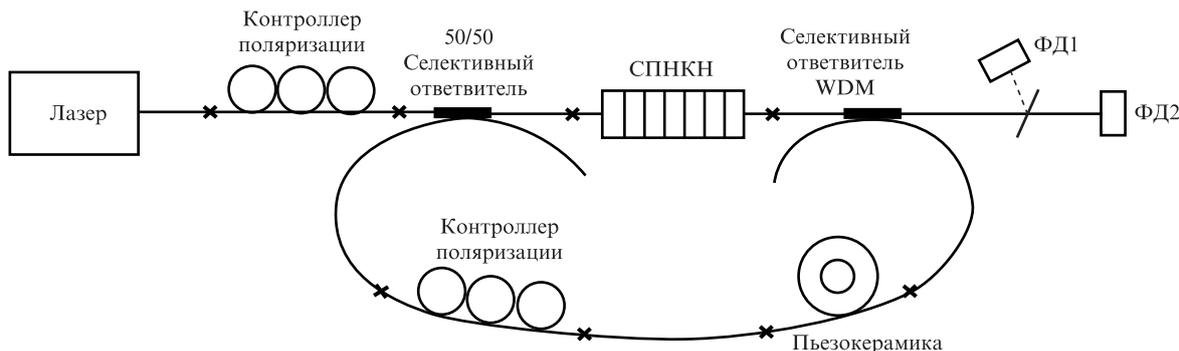


Рис.5. Схема эксперимента по ГВГ в СПНКН во внешнем резонаторе.

[20]. В нашем случае измеренные суммарные потери на элементах резонатора составили 3.6 дБ, поэтому в качестве входного ответвителя был выбран ответвитель 50/50 (потери 3 дБ) как близкий к оптимальному.

Внешний кольцевой резонатор работал в режиме сканирующего интерферометра при подаче пилообразного напряжения на пьезокерамику. В ходе эксперимента измерялись спектры пропускания резонатора, т.е. зависимости мощности накачки и второй гармоники от длины резонатора, линейно изменяющейся во времени (рис.6). Полученные экспериментальные данные хорошо аппроксимируются теоретической зависимостью, которая описывается формулой Эйри для кольцевого резонатора:

$$\eta = \frac{P_{intr}}{P_{in}} = \frac{T_1}{(1 - \sqrt{T_1 T_2})^2 + 4\sqrt{T_1 T_2} \sin^2(\delta/2)}, \quad (5)$$

где η – коэффициент увеличения мощности накачки во внешнем резонаторе; P_{intr} и P_{in} – мощности накачки внутри резонатора и на входе в резонатор соответственно; T_1 – коэффициент пропускания входного ответвителя; T_2 – коэффициент пропускания остальной части резонатора; δ – набег фазы за обход резонатора.

Полученный из аппроксимации коэффициент увеличения мощности накачки в резонаторе η составил 1.8 (рис.6,а). Отметим, что асимметричное уширение нижней части измеренного спектра по сравнению с теоретической зависимостью может быть объяснено влиянием дополнительной поляризационной моды. Относительно небольшое накопление мощности накачки обусловлено высокими потерями в резонаторе (3.6 дБ), основной вклад в которые дают потери на сварках образца СПНКН со стандартными одномодовыми световодами. Оптимизация потерь на сварках и снижение потерь в резонаторе до уровня 0.5 дБ позволит в перспективе увеличить мощность основного излучения в резонаторе в 10 раз.

Мощность излучения второй гармоники, измеренная на выходе резонатора, квадратично зависит от мощности накачки, накопленной в кольцевом резонаторе. На рис.6,б показаны нормированные зависимости мощности второй гармоники $P_{2\omega}$ от длины резонатора, линейно изменяющейся во времени. Видно, что зависимость, измеренная напрямую, практически идентична зависимости P_{ω}^2 (зависимость P_{ω} получена из ИК спектра пропускания резонатора). Зашумленность в зависимости ГВГ от длины резонатора связана с малым уровнем мощности.

Применение внешнего резонатора с коэффициентом увеличения мощности накачки $\eta = 1.8$ теоретически должно приводить к увеличению мощности второй гармоники

в $\eta^2 \approx 3.2$ раза. Однако экспериментально измеренное возрастание мощности второй гармоники составило примерно 2 раза. В эксперименте сравнивались ГВГ в СПНКН во внешнем резонаторе и ГВГ в линейной схеме без волоконного ответвителя 50/50 (см. рис.5 и 3 соответственно) при одинаковой мощности основного одночастотного излучения ($P_{in} \approx 600$ мВт) в обоих случаях. Меньшее увеличение мощности второй гармоники в эксперименте может быть связано с тем, что не все накопленное в резонаторе излучение накачки линейно поляризовано вдоль оси X в образце СПНКН. Излучение накачки, поляризованное вдоль оси Y СПНКН, преобразуется во вторую гармонику с эффективностью в $(\chi_{XX}^{(2)}/\chi_{XY}^{(2)})^2 = 9$ раз меньшей эффективности преобразования излучения накачки, поляризованной вдоль оси X. В дальнейших экспериментах

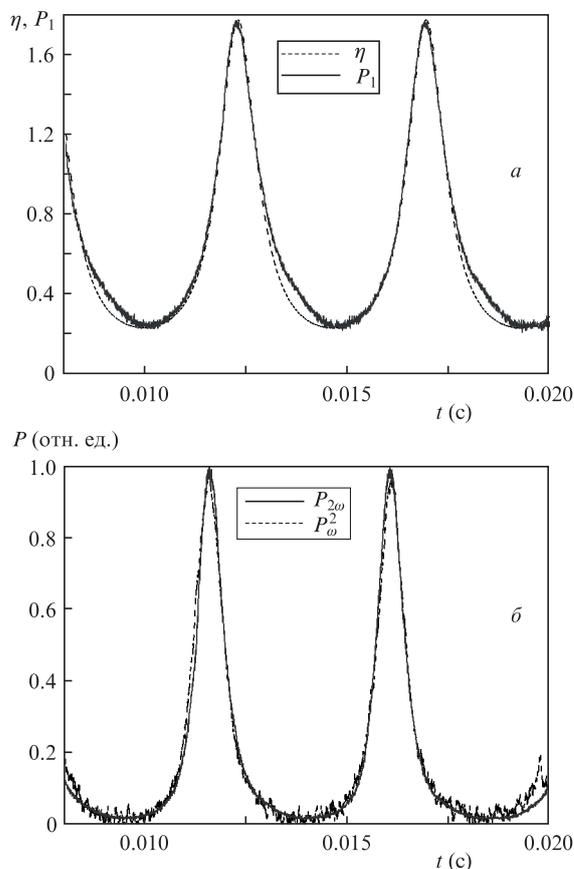


Рис.6. Сравнение теоретического и экспериментального спектров пропускания внешнего волоконного резонатора для основного излучения (а), а также изменение во времени мощности излучения на основной (P_{ω}^2) и удвоенной частоте ($P_{2\omega}$) на выходе резонатора (б).

этот эффект можно будет устранить при использовании волокон с сохранением поляризации.

5. Заключение

В работе исследовано удвоение частоты непрерывного одночастотного волоконного иттербиевого лазера непосредственно внутри волоконного световода с периодически наведенной квадратичной нелинейностью. Впервые изучено ГВГ в образце, помещенном во внешний волоконный резонатор. Результаты показали, что высокий уровень потерь СПНКН для основного излучения позволяет добиться относительно небольшого увеличения (~ 2) мощности второй гармоники в схеме с внешним резонатором. Используя волокна с сохранением поляризации, а также снизив потери в резонаторе до уровня 0.5 дБ, можно достичь увеличения мощности основного излучения в резонаторе в ~ 10 раз и, следовательно, мощности ГВГ с уровнем в несколько милливатт при накачке ~ 1 Вт с квадратичным масштабированием мощности $P_{2\omega}$ при увеличении мощности накачки P_{ω} и/или величины $\chi_{\text{эф}}^{(2)}$.

Авторы выражают благодарность М.А.Никулину за предоставленный одночастотный РОС-лазер и Е.А.Злобиной за помощь в характеристике образцов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-22-00118) и Российской академии наук.

1. Акулов В.А., Каблуков С.И., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **42**, 120 (2012).
2. Kontur E.J., Dajani J., Lu Yalin, Knize R.J. *Opt. Express*, **20**, 12882 (2007).
3. Kazansky P.G., Pruneri V. *J. Opt. Soc. Am.*, **11**, 3170 (1997).
4. Kashyap R., in *Fiber Bragg Gratings* (New York: Acad. Press, Elsevier, 2010).
5. Weber M.J. *Handbook of Optical Materials* (Boca Raton: CRC Press, 2003).
6. Canagasabey A., Corbari C., Zhang Z., Kazansky P.G., Ibsen M. *Opt. Lett.*, **32**, 1863 (2007).
7. Canagasabey A., Corbari C., Gladyshev A.V., Liegeois F., Guillemet S., Hernandez Y., Yashkov M., Kosolapov A., Dianov E.M., Ibsen M., Kazansky P.G. *Opt. Lett.*, **34**, 2483 (2009).
8. Corbari C., Gladyshev A.V., Lago L., Ibsen M., Hernandez Y., Kazansky P.G. *Opt. Lett.*, **22**, 6505 (2014).
9. Lim E.L., Corbari C., Gladyshev A.V., Alam S.U., Ibsen M., Richardson D.J., Kazansky P.G., in *Top. Meeting Bragg Gratings, Poling Photosensitivity 2014* (Barcelona, 2014, Paper JTU6A.5).
10. Dvoynin V.V., Gladyshev A.V., Mashinsky V.M., Dianov E.M., Canagasabey A., Corbari C., Ibsen M., Kazansky P.G., in *IEEE ECOC 2008* (Brussel, 2008, Vol. 2-5, paper Tu.1.B.1).
11. Донцова Е.И., Каблуков С.И., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **43**, 467 (2013).
12. Telford W.G., Babin S.A., Khorev S.A., Rowe S.H. *Cytometry A*, **12**, 1031 (2009).
13. Ghosh G., Yajima H. *J. Lightwave Technol.*, **16** (11), 2002 (1998).
14. Gloge D. *Appl. Opt.*, **10** (10), 2252 (1971).
15. Gladyshev A.V., Corbari C., Medvedkov O.I., Vasiliev S.A., Kazansky P.G., Dianov E.M. *J. Lightwave Technol.*, **33**, 439 (2015).
16. Никулин М.А., Бабин С.А., Дмитриев А.К., Дычков А.С., Каблуков С.И., Луговой А.А., Печерский Ю.Я. *Квантовая электроника*, **39**, 906 (2009).
17. Zhu E.Y., Quan Li, Liscidini M., Sipe J.E., Corbari C., Canagasabey A., Ibsen M., Kazansky P.G. *Opt. Lett.*, **10**, 1530 (2010).
18. Донцова Е.И., Лобач И.А., Достовалов А.В., Каблуков С.И. *Прикладная фотоника*, **4**, 342 (2015).
19. Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V., Babin S.A. *Opt. Express*, **18**, 17632 (2011).
20. Risk W., Gosnell T., Nurmikko A. *Compact Blue-Green Lasers* (Cambridge: Cambridge University Press, 2003, p. 551).