УДК 681.7.068/.069

**М.С. Астапович, А.Н. Колядин, А.В. Гладышев, А.Ф. Косолапов,
А.Д. Прямиков, М.М. Худяков¹, М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов**

Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, Москва, Россия

ЭФФЕКТИВНЫЙ РАМАНОВСКИЙ ЛАЗЕР НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 4,42 МКМ НА ОСНОВЕ ПОЛОГО СВЕТОВОДА ИЗ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

Рассматриваются рамановские лазеры среднего ИК-диапазона, основанные на световодах с поллой сердцевинной (СПС) и оболочкой из кварцевого стекла. Теоретически и экспериментально проанализированы факторы, ограничивающие эффективность и выходную мощность таких лазеров. В результате на основе СПС револьверного типа с сердцевинной, заполненной молекулярным водородом $^1\text{H}_2$, продемонстрирован эффективный рамановский лазер, генерирующий наносекундные импульсы на длине волны 4,42 мкм. Квантовая эффективность лазера составила 36 %, а средняя выходная мощность – 250 мВт на длине волны 4,42 мкм. Обсуждены возможности дальнейшего повышения выходной мощности и эффективности лазеров такого типа.

Ключевые слова: световод с поллой сердцевинной, рамановский лазер, волоконный лазер, газовый лазер, средний инфракрасный диапазон.

**M.S. Astapovich, A.N. Kolyadin, A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov,
A.D. Pryamikov, M.M. Khudyakov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov**

Fiber Optics Research Center of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation

EFFICIENT 4.42 MM RAMAN LASER BASED ON HOLLOW-CORE SILICA FIBER

In this paper we consider mid-infrared Raman lasers based on gas-filled hollow-core silica fibers and provide theoretical and experimental analysis of factors that limit the efficiency and output power of these lasers. As a result, we realized an efficient ns-pulsed 4.42 μm Raman laser based on an $^1\text{H}_2$ -filled revolver silica fiber. Quantum efficiency as high as 36 % is achieved, and output average power as high as 250 mW is demonstrated. The possibilities of further improving the laser efficiency are discussed.

Keywords: Hollow-core fiber, Raman laser, fiber laser, gas laser, mid-infrared.

Введение

Источники лазерного излучения в спектральном диапазоне 3–5 мкм востребованы для различного применения в биомедицине, газоанализе и обработке материалов [1]. Особый интерес представляют

волоконные лазеры, так как они могут обеспечить отличное качество пучка, компактную конструкцию лазера и не требуют юстировок. Одним из подходов к разработке волоконных лазеров среднего ИК-диапазона является использование волоконных световодов с поллой сердцевинной (СПС), заполненной различными газами. Такие световоды перспективны для генерации излучения с высокой интенсивностью, значительно превосходящей оптическую прочность стекол, используемых в средней ИК-области спектра [2]. Кроме того, благодаря сильной локализации оптического поля внутри поллой сердцевины СПС могут обладать низкими оптическими потерями даже в тех спектральных областях, где материал оболочки световода имеет сильное фундаментальное поглощение. Например, пропускание в среднем ИК-диапазоне было продемонстрировано в СПС, оболочка которых состоит из кварцевого стекла [3–7].

На сегодняшний день волоконные лазеры среднего ИК-диапазона на основе газонаполненных кварцевых СПС были реализованы в нескольких работах, в которых излучение с длиной волны $\lambda \sim 3$ мкм генерировалось как за счет инверсной населенности на колебательно-вращательных переходах в газах [8–11], так и за счет вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [12]. Генерация более длинноволнового излучения ($\lambda > 3$ мкм) в кварцевых СПС является нетривиальной задачей, поскольку материальное поглощение кварцевого стекла в спектральном диапазоне 3–5 мкм стремительно возрастает от ~ 50 до $\sim 50\,000$ дБ/м [13]. Тем не менее СПС револьверного типа обеспечивают настолько малое проникновение оптического поля в материал оболочки, что позволили реализовать волоконный рамановский лазер с длиной волны генерации $\lambda = 4,42$ мкм [14]. На сегодняшний день это наиболее длинноволновое излучение, сгенерированное в газонаполненных СПС с оболочкой из кварцевого стекла. Однако, средняя мощность и квантовая эффективность указанного лазера были ограничены значениями 30 мВт и 15 % соответственно [14].

Целью данной работы является анализ факторов, которые ограничивают эффективность наносекундных рамановских лазеров среднего ИК-диапазона, основанных на световодах с оболочкой из кварцевого стекла и поллой сердцевинной, заполненной молекулярным водородом. Используя простые аналитические модели, разработанные ранее для волоконных рамановских лазеров [15] и для оптических

потерь в полых световодах [16], в данной работе сделаны оценки оптимального диаметра полой сердцевины. Создан рамановский лазер с длиной волны генерации 4,42 мкм и исследовано влияние оптических потерь и нестационарного режима ВКР на эффективность лазера. Кроме того, продемонстрирован простой способ повышения эффективности и выходной мощности наносекундных газовых рамановских лазеров за счет оптимизации давления газа в полой сердцевине, что позволяет избежать нежелательных эффектов, связанных с нестационарным режимом ВКР.

Методы

При создании на основе световодов с полой сердцевиной рамановских лазеров в среднем ИК-диапазоне возникает задача поиска оптимальной конструкции световода для этой цели. Подобная задача для рамановских лазеров на обычных световодах с твердотельной сердцевиной рассматривалась ранее в работе [15], где было показано, что световод как активная среда рамановского лазера может быть охарактеризован параметром качества P_F , определяемым следующим выражением:

$$P_F = \left(\sqrt{\frac{\alpha_P}{g_0}} + \sqrt{\frac{\alpha_S}{g_0}} \right) = \frac{A_{eff}}{g_R} \left(\sqrt{\alpha_P} + \sqrt{\alpha_S} \right)^2. \quad (1)$$

Параметр P_F учитывает влияние оптических потерь в световоде как на длине волны накачки (α_P), так и на стоксовой длине волны (α_S), а также рамановское усиление световода (g_0), которое можно выразить через рамановское усиление активной среды (g_R) и эффективную площадь (A_{eff}) для рамановского преобразования в световоде [17]. Поскольку при выводе выражения (1) для параметра качества P_F фактически не использовались свойства световода как световода с твердой сердцевиной, то это выражение с равным основанием справедливо и для оценки качества рамановских световодов других конструкций, в частности СПС, заполненных водородом. Физический смысл величины P_F , имеющей размерность мощности (Вт), заключается в следующем (следует из работы [15]): это величина пороговой мощности накачки для рамановского лазера на рассматриваемом волоконном световоде, помещенном в некоторый высокодобротный резонатор. Поэтому чем меньше величина P_F , тем ближе световод по своим характери-

кам к оптимальному световоду для выбранного рамановского преобразования $\lambda_p \rightarrow \lambda_s$.

Для определения оптимального диаметра полой сердцевины (D_{opt}) для рамановского преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм параметр P_F вычислялся как функция диаметра сердцевины (d_c). При расчетах использовались простая аналитическая модель, которая позволяет оценить оптические потери в СПС с учетом изгибных потерь [16]. Данная модель принимает во внимание интерференционные эффекты при отражении излучения от тонкой стенки капилляров на границе сердцевина–оболочка, но не учитывает эффект отрицательной кривизны указанной границы. Таким образом, в случае СПС револьверного типа данная аналитическая модель приводит к завышенным значениям оптических потерь и, следовательно, дает завышенные значения параметра P_F . Тем не менее относительный минимум зависимости $P_F = f(d_c)$ позволяет оценивать значение оптимального диаметра полой сердцевины.

В литературе отсутствуют экспериментальные данные о коэффициенте рамановского усиления (g_R) для вынужденного рассеяния на колебаниях молекулярного водорода при накачке на длине волны 1,56 мкм. Согласно нашим оценкам при давлении водорода более 10 атм коэффициент усиления в стационарном режиме ВКР составляет $g_R = 0,43$ см/ГВт. При оценках использовались хорошо известное выражение для коэффициента рамановского усиления (см. например, [18]) и опубликованные данные о ширине линии и сечении спонтанного рассеяния на колебаниях молекул водорода [19, 20]. Такой метод оценки g_R ранее успешно применялся в работах [21, 22], где для колебательного ВКР $1,06 \rightarrow 1,91$ мкм было получено значение $g_R = 1$ см/ГВт, что находится в полном соответствии с известными экспериментальными данными.

Спектр оптических потерь световодов с полой сердцевиной рассчитывался с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics. При этом учитывалось материальное поглощение в кварцевом стекле, из которого состоит оболочка СПС. Измерения оптических потерь на длинах волн менее 2 мкм проводились методом cut-back, используя на входе в световод излучение источника суперконтинуума (Fianium). Точность измерений составляла 0,03 дБ/м. Для измерения оптических потерь на стоксовой длине волны (4,42 мкм) был использован ранее

разработанный волоконный рамановский лазер, генерирующий на длине волны 4,42 мкм [14]. Излучение данного лазера вводилось в револьверный световод, после чего пропускание световода (T) измерялось как функция длины световода (L), в то время как световод последовательно укорачивался с шагом 40 см. Оптические потери (α) определялись согласно соотношению $\alpha = -\frac{d}{dL}(10 \log_{10} T)$. Следует от-

метить, что волоконный рамановский лазер генерировал в одномодовом режиме, таким образом, обеспечивая надежные измерения оптических потерь для основной моды на длине волны 4,42 мкм.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки для исследования факторов, ограничивающих эффективность наносекундных рамановских лазеров среднего ИК-диапазона на основе газонаполненных револьверных световодов. В качестве источника накачки использован волоконный эрбиевый лазер, генерирующий на длине волны 1,56 мкм импульсы длительностью 3,4 нс со средней мощностью 2,4 Вт. Частота повторения импульсов могла варьироваться в диапазоне 25–150 кГц. Излучение накачки вводилось в револьверный световод с помощью двух линз L1 и L2, при этом эффективность ввода составляла 80 %. Сердцевина револьверного световода заполнялась молекулярным водородом $^1\text{H}_2$, давление которого могло изменяться в пределах 1–70 атм. Излучение с выходного торца световода коллимировалось линзой (ZnSe) и пропускалось через набор сменных оптических фильтров. Затем оптический спектр и мощность выходного излучения измерялись с помощью оптического спектроанализатора (OSA207, Thorlabs) и измерителя мощности (3A-P-SH-V1, Ophir). Распределение интенсивности по сечению выходного пучка на стоксовой длине волны определялось с помощью камеры (Pyrocam IV, Ophir), работающей в среднем ИК-диапазоне. Форма импульсов стоксового излучения во времени измерялась фотоэлектромагнитным детектором (PEM, VIGO System S.A.) с чувствительным элементом на основе (HgCd)Te.

Теоретический анализ рамановского преобразования в револьверном световоде, заполненном молекулярным водородом, осуществлялся путем численного решения системы уравнений связанных волн в программной среде COMSOL Multiphysics. Рассматривалось взаимодействие только двух волн: волны накачки ($\lambda_p = 1,56$ мкм) и стоксовой

Рис. 1. Схема экспериментальной установки: L1 и L2 – плоскопараллельные линзы; Al_2O_3 – сапфировые окошки на входе и выходе световода; СПС – револьверный световод с полой сердцевинкой, заполненной водородом; ZnSe – линза из селенида цинка

волны ($\lambda_S = 4,42$ мкм), при этом предполагалось, что обе волны распространяются в основной поперечной моде револьверного световода. В расчетах учитывалась экспериментально измеренная форма импульсов накачки во времени. Коэффициент рамановского усиления для преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм был принят равным стационарному значению $g_R = 0,43$ см/ГВт.

Результаты и обсуждение

Оптимальный диаметр полой сердцевинки D_{opt} можно оценить, используя рис. 2, на котором показаны зависимости параметра P_F от диаметра сердцевинки световода d_c , уложенного при нескольких фиксированных радиусах изгиба R . Поскольку параметр P_F представляет собой пороговую мощность накачки идеализированного рамановского лазера (см. [15]), то этот параметр должен принимать минимальное значение, когда диаметр сердцевинки является оптимальным ($d_c = D_{\text{opt}}$). Для каждого конкретного значения радиуса изгиба световода R наблюдается только одно значение оптимального диаметра D_{opt} (см. рис. 2, а). При отклонении диаметра сердцевинки от оптимального значения в меньшую сторону ($d_c < D_{\text{opt}}$) порог ВКР возрастает из-за быстрого роста оптических потерь в световоде (даже для прямого световода $\alpha \sim 1/d_c^3$ [16, 23]). В противном случае ($d_c > D_{\text{opt}}$) порог ВКР также воз-

растает (рис. 2, *а*) в результате роста изгибных оптических потерь [16] в сочетании со снижением интенсивности волны накачки.

Рис. 2. Зависимости: *а* – параметра P_F от диаметра полой сердцевины d_c при нескольких фиксированных значениях радиуса изгиба R световода (расчет проводился для рамановского преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм при заполнении полой сердцевины молекулярным водородом под давлением 20 атм ($g_R = 0,43$ см/ГВт); оптические потери для вычисления P_F оценивались согласно модели [16]; *б* – минимального значения P_F (сплошная линия) и оптимального диаметра сердцевины D_{opt} (пунктирная линия) от радиуса изгиба световода

Минимальное значение пороговой мощности накачки, представленное параметром P_F , монотонно снижается с ростом радиуса изгиба револьверного световода (см. рис. 2, *б*, сплошная кривая). Однако с практической точки зрения постоянно увеличивать радиус изгиба световода нецелесообразно, поскольку теряется одно из существенных преимуществ волоконных лазеров – компактность. Если рассматривать радиус изгиба $R = 15$ см как приемлемое значение при создании волоконных рамановских лазеров, то оптимальный диаметр полой сердцевины составит около $D_{opt} \approx 75$ мкм (см. рис. 2, *б*, пунктирная кривая).

Основываясь на вышеприведенных оценках, для экспериментальных исследований в данной работе был изготовлен револьверный световод с диаметром полой сердцевины $d_c = 75$ мкм (рис. 3, *а*, вставка). Расчетное значение диаметра поля основной моды составило 55 мкм. Оболочка световода была образована десятью капиллярами из кварцевого стекла (F300), которые имели внутренний диаметр 21,7 мкм и толщину стенки 1,15 мкм.

a

б

Рис. 3. Теоретический спектр (*a*) оптических потерь револьверного световода (черная пунктирная кривая) (также показаны потери, измеренные с использованием источника суперконтинуума (сплошная кривая) и одномодового лазера с длиной волны генерации 4,42 мкм (звездочка); на вставке показана фотография торца револьверного световода; зависимость пропускания револьверного световода (*б*) на длине волны 4,42 мкм от длины световода (распределение интенсивности (вставка) по сечению световода соответствует основной моде (периодическая модуляция интенсивности вызвана интерференцией на входном окошке фоточувствительной камеры)

Измеренный спектр оптических потерь данного световода (см. рис. 3, *a*, сплошная кривая и звездочка) хорошо соответствует теоретическому спектру потерь (см. рис. 3, *a*, пунктирная кривая), полученному методом численного моделирования. На длине волны накачки (1,56 мкм) измеренные оптические потери составили 0,03 дБ/м, что

фактически равно погрешности измерений. Для того чтобы экспериментально измерить потери на стоксовой длине волны (4,42 мкм), было измерено пропускание световода (T) на этой длине волны в зависимости от длины световода (рис. 3, б). В результате, оптические потери на длине волны 4,42 мкм составили 1,13 дБ/м, что более чем на три порядка ниже, чем материальное поглощение кварцевого стекла на этой длине волны ($\alpha \sim 4000$ дБ/м [13]).

Используя измеренные значения оптических потерь, было проведено численное моделирование рамановского преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм в изготовленном револьверном световоде. При этом рассматривался случай, когда сердцевина световода заполнена молекулярным водородом $^1\text{H}_2$ при комнатной температуре и давлении 20 атм. Параметры излучения накачки были выбраны в соответствии с экспериментальными условиями (длина волны $\lambda = 1,56$ мкм, длительность импульса $\tau = 3,4$ нс, частота следования импульсов $f = 25$ кГц). Рассчитанная зависимость средней мощности излучения на стоксовой длине волны (4,42 мкм) от длины световода показана на рис. 4 (сплошная кривая) для случая, когда пиковая мощность накачки, введенная в световод, составляет 15 кВт. Видно, что возрастание средней выходной мощности происходит только на первых нескольких метрах световода, после чего средняя мощность стоксовой компоненты монотонно снижается из-за оптических потерь в световоде. Результат данного моделирования показывает, что оптимальная длина револьверного световода составляет 3–3,5 м, что существенно меньше по сравнению с длиной световода (15 м), использованного в предыдущей работе [14].

Рис. 4. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная (точки) зависимости средней выходной мощности на длине волны 4,42 мкм от длины световода (пиковая мощность накачки, введенной в световод, составляла 15 кВт; частота следования и длительность импульсов накачки были равны 25 кГц и 3,4 нс соответственно)

Рис. 5. Характерный спектр выходного излучения рамановского лазера на основе револьверного световода с сердцевинной, заполненной молекулярным водородом (в общем случае возникает генерация на двух стоксовых компонентах, соответствующих колебательному ($\lambda = 4,42$ мкм) и вращательному ($\lambda = 1,72$ мкм) ВКР)

Для экспериментального определения оптимальной длины световода волоконный рамановский лазер, генерирующий на длине волны 4,42 мкм, был собран на основе световода, имеющего заведомо избыточную длину ($L = 13,2$ м) и уложенного с радиусом изгиба 15 см. Затем измерялась зависимость выходной мощности на стоксовой длине волны от длины световода, который последовательно укорачивался. При использовании револьверного световода длиной $L = 13$ м характеристики рамановского лазера были аналогичны ранее полученным результатам [14]. Максимальная средняя мощность на длине волны 4,42 мкм составляла около 30 мВт, что соответствует квантовой эффективности преобразования $\sim 15\%$. Характерный спектр выходного излучения рамановского лазера (рис. 5) содержит три спектральных компонента: непреобразованную накачку ($\lambda = 1,56$ мкм), и две стоксовых компоненты на длинах волн 1,72 и 4,42 мкм. Спектральная компонента $\lambda = 4,42$ мкм соответствует рамановскому рассеянию на *колебательном* переходе $Q(1)$ молекулярного водорода $^1\text{H}_2$ (стоксов сдвиг $\Omega_{\text{vib}} = 4155 \text{ см}^{-1}$), в то время как компонента $\lambda = 1,72$ мкм обусловлена рассеянием на *вращательном* переходе $S_0(1)$ водорода $^1\text{H}_2$, имеющем стоксов сдвиг $\Omega_{\text{rot}} = 587 \text{ см}^{-1}$. Отметим, что в данной работе все эксперименты по оптимизации волоконного рамановского лазера проводились только в тех режимах, где доминирует колебательное рамановское рассеяние.

Экспериментальные данные (см. рис. 4, точки) в целом подтверждают характер зависимости выходной мощности рамановского лазера ($\lambda = 4,42$ мкм) от длины световода, указывая на то, что оптимальная длина револьверного световода составляет 3–3,5 м. Однако значения выходной мощности, измеренные в эксперименте, приблизительно в 3 раза меньше, чем теоретически рассчитанные значения. Мы считаем, что данное расхождение может быть связано с возникновением нестационарного режима ВКР, который, как известно, приводит к снижению коэффициента рамановского усиления g_R по сравнению со стационарным режимом.

Для того чтобы оценить возможность возникновения нестационарного режима ВКР в наших экспериментальных условиях, необходимо сравнить длительность импульса накачки ($\tau = 3,4$ нс) и время дефазировки (T_2) колебаний молекул водорода. Принято считать, что нестационарный режим ВКР возникает при соблюдении условия $\tau < 20T_2$ [18]. Время дефазировки определяется как $T_2 = 1/(\pi \cdot \Delta\nu_R)$, где $\Delta\nu_R$ – полная спектральная ширина на полувысоте линии спонтанного рамановского рассеяния. Значение $\Delta\nu_R$, в свою очередь, является функцией плотности газа (ρ). Для колебательного перехода $Q(1)$ в молекулярном водороде данная функция может быть аппроксимирована выражением $\Delta\nu_R = (309/\rho) + 51,8\rho$, где плотность измеряется в амагах, а ширина линии $\Delta\nu_R$ в мегагерцах [19]. Для водорода $^1\text{H}_2$ при комнатной температуре и давлении 20 атм указанные выше выражения дают оценку $T_2 = 0,33$ нс. Таким образом, в наших экспериментах имеет место соотношение $\tau \approx 10T_2$, и, следовательно, условие возникновения нестационарного режима ВКР выполняется.

Предположение о том, что в наших условиях режим ВКР является нестационарным, было подтверждено экспериментально, путем измерения временной формы импульсов излучения на выходе рамановского лазера (рис. 6, а). Излучение накачки вводилось в револьверный световод длиной 3,2 м, заполненный водородом под давлением 20 атм. Пиковая мощность импульсов накачки, введенная в световод, составляла 15 кВт. Форма импульсов накачки на входе в световод показана на рис. 6, а пунктирной линией. Из рисунка видно, что форма импульса необработанной накачки на выходе из световода имеет четко выраженную асимметричную форму (см. рис. 6, а, сплошная линия). На выходном конце световода регистрируется только передний фронт

импульса накачки, вошедшего в световод. Обнаруженную асимметрию выходных импульсов на длине волны накачки следует сравнить с результатами численного моделирования, которое было выполнено как для стационарного (рис. 6, б), так и для нестационарного (рис. 6, в) режимов ВКР. Видно, что для стационарного режима характерна симметричная форма выходных импульсов (см. рис. 6, б, сплошная кривая; см. также [21]), в то время как асимметрия выходного импульса может проявляться именно в нестационарной модели ВКР (см. рис. 6, в, сплошная кривая).

Рис. 6. Временная форма импульсов накачки (сплошная кривая) и стоксовой компоненты (точки), измеренная на выходе волоконного рамановского лазера (а), (форма импульсов накачки на входе в револьверный световод показана пунктирной линией); результаты моделирования тех же зависимостей для случая стационарного режима ВКР (б); результаты моделирования тех же зависимостей для случая нестационарного режима ВКР (в) (все данные получены для пиковой мощности накачки 15 кВт, введенной в револьверный световод длиной 3,2 м, заполненный молекулярным водородом $^1\text{H}_2$ при комнатной температуре и давлении 20 атм)

Отметим, что в газовых рамановских лазерах имеется принципиальная возможность избежать нежелательных эффектов, связанных с нестационарным режимом ВКР, даже в том случае, когда длительность импульсов накачки лежит в наносекундном диапазоне. Действительно, простым изменением давления газа в полый сердцевине можно варьировать время дефазировки T_2 и, таким образом, контролировать переход в нестационарный режим ВКР.

Для экспериментальной проверки данной гипотезы была измерена зависимость выходной энергии импульса на длине волны 4,42 мкм от давления водорода в полый сердцевине (рис. 7). Видно, что энергия

в импульсе линейно возрастает с давлением, выходя на насыщение при давлении водорода около 50 атм. Пунктирная линия на рис. 7 соответствует давлению (~ 38 атм), при котором для импульсов накачки, используемых в наших экспериментах ($\tau = 3,4$ нс), выполняется условие $\tau = 20T_2$. Из экспериментальных данных (см. рис. 7) ясно, что в наших предыдущих экспериментах, проводившихся при давлении водорода 20 атм, реализовывался нестационарный режим ВКР, однако простым увеличением давления водорода до 50 атм удается перейти к стационарному режиму и таким образом увеличить выходную энергию импульсов в 3 раза.

В дальнейших экспериментах исследование характеристик газового волоконного рамановского лазера проводилось в оптимизированных условиях: давление водорода в полый сердцевине было установлено на уровне 50 атм, а длина револьверного световода составляла 3,2 м, что близко к оптимальной длине (см. рис. 4). Кроме того, средняя выходная мощность рамановского лазера на длине волны 4,42 мкм была максимизирована за счет увеличения частоты следования импульсов накачки от 25 до 50 кГц. (Отметим, что дальнейшее повышение частоты следования импульсов приводило к снижению пиковой мощности накачки что, в свою очередь, ухудшало энергетические характеристики рамановского лазера.)

Рис. 7. Зависимость выходной энергии импульсов на длине волны 4,42 мкм от давления водорода в полый сердцевине (длина световода составляла 3,2 м; измерения, проводившиеся при различных частотах повторения импульсов накачки, воспроизводят одну и ту же зависимость от давления)

На рис. 8 представлены зависимости средней мощности различных спектральных компонент на выходе рамановского лазера от средней мощности накачки, введенной в световод. Видно, что, несмотря на большой квантовый дефект преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм, удалось реализовать генерацию на длине волны 4,42 мкм с высокой средней мощностью, достигающей 250 мВт (см. рис. 8, кружки). Средняя мощность накачки, введенной в световод, при этом составляла 1,9 Вт. Измеренная длительность оптических импульсов на длине волны 4,42 мкм составила 2 нс, что позволяет оценить пиковую мощность стоксовых импульсов на уровне 2,5 кВт. Экспериментально полученная эффективность преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм по мощности составила 13 %, что соответствует квантовой эффективности 36 %.

Рис. 8. Зависимости средней мощности различных спектральных компонент на выходе рамановского лазера от средней мощности накачки, введенной в световод (показаны экспериментальные данные для непреобразованной накачки (квадраты) и двух стоксовых компонент: колебательной $\lambda = 4,42$ мкм (кружки) и вращательной $\lambda = 1,72$ мкм (треугольники); линиями показаны результаты численного моделирования для компоненты $\lambda = 4,42$ мкм (пунктирная линия) и непреобразованной накачки (сплошная линия); приведенные данные пересчитаны к выходному торцу световода с учетом пропускания всех оптических элементов в измерительном тракте экспериментальной установки)

Экспериментальные данные (см. рис. 8, точки) хорошо согласуются с результатами численного моделирования (см. рис. 8, линии). Незначительное отклонение измеренной мощности на длине волны 4,42 мкм от теоретической кривой может быть обусловлено возбуждением высших мод световода на длине волны накачки, а также возникновением конкурирующего процесса рамановского рассеяния на вращательных переходах молекул водорода, приводящего к частичной перекатке мощности накачки в спектральную компоненту $\lambda = 1,72$ мкм (см. рис. 8, треугольники).

Результаты численного моделирования (см. рис. 8, пунктирная линия) показывают, что квантовая эффективность рамановского преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм в наших условиях может достигать значения $\sim 55\%$. Это значение ограничено в основном величиной оптических потерь на стоксовой длине волны ($\alpha = 1,13$ дБ/м). Оптические потери на длине волны накачки ($\alpha = 0,03$ дБ/м) практически не влияют на характеристики лазера, в котором используется относительно короткий отрезок световода (3,2 м). Другим параметром, ограничивающим эффективность рамановского лазера, является максимальная пиковая мощность накачки, увеличение которой позволило бы использовать более короткие отрезки световода и, таким образом, снизить влияние оптических потерь на стоксовой длине волны.

Максимальная пиковая мощность накачки, доступная в наших экспериментах, составляла ~ 30 кВт и ограничивалась порогом возникновения нежелательных нелинейных эффектов в твердотельной сердцевине волоконного эрбиевого лазера накачки. Однако ограничение, накладываемое нелинейными эффектами в твердотельной сердцевине, может быть преодолено, если для генерации излучения накачки (1,56 мкм) также использовать световоды с полый сердцевинной. Плодотворность такого подхода была недавно продемонстрирована в работе [24], где была получена генерация наносекундных импульсов с пиковой мощностью 400 кВт на длине волны 1,55 мкм. Использование такого лазера в качестве источника накачки может существенно повысить эффективность рамановского преобразования $1,56 \rightarrow 4,42$ мкм. Кроме того, открывается возможность для реализации двухкаскадного рамановского преобразования $1,06 \rightarrow 1,55 \rightarrow 4,42$ мкм в одном отрезке световода, заполненного смесью этана и водорода. Отметим, что генерация в среднем ИК-диапазоне за счет двухкаскадного рамановского

преобразования была недавно продемонстрирована на примере процесса $1,06 \rightarrow 1,54 \rightarrow 2,81$ мкм в световоде с поллой сердцевинной, заполненной метаном [25]. Таким образом, волоконные световоды с поллой сердцевинной и оболочкой из кварцевого стекла имеют большие перспективы для создания газовых волоконных рамановских лазеров, генерирующих наносекундные импульсы с пиковой мощностью ~100 кВт в спектральном диапазоне 3–5 мкм.

Заключение

В данной работе на основе простых аналитических моделей сделаны оценки оптимальных параметров револьверных световодов, предназначенных для создания рамановских волоконных лазеров среднего ИК-диапазона. Изготовлен револьверный световод с оболочкой из кварцевого стекла и диаметром поллой сердцевины 75 мкм, в котором продемонстрированы оптические потери на уровне 1 дБ/м на длине волны 4,42 мкм. На основе данного световода, заполненного молекулярным водородом при давлении 50 атм, реализован эффективный рамановский лазер, генерирующий на длине волны 4,42 мкм. Используя в качестве источника накачки волоконный эрбиевый лазер, излучающий импульсы длительностью 3,4 нс на длине волны 1,56 мкм, получена рамановская генерация на длине волны 4,42 мкм со средней выходной мощностью 250 мВт и квантовой эффективностью 36 %. Длительность импульсов на стоксовой длине волны составляла 2 нс, а пиковая мощность достигала 2,5 кВт. Было показано, что нежелательные эффекты, вызванные нестационарным режимом ВКР, могут быть легко устранены путем изменением давления газа в поллой сердцевине. Эффективность и выходная мощность газовых волоконных рамановских лазеров могут быть существенно улучшены при дальнейшей оптимизации параметров световода и лазера накачки. Рамановские лазеры такого типа, несомненно, найдут широкое применение в науке, биомедицине и обработке материалов.

Список литературы

1. Walsh B.M., Lee H.R., Barnes N.P. Mid infrared lasers for remote sensing applications // J. Lumin. – 2016. – № 169, Part B. – P. 400–405.
2. Wedel B., Funck M. Industrial Fiber Beam Delivery System for Ultrafast Lasers // Laser Tech. J. – 2016. – № 13(4). – P. 42–44.

3. Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow-core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region $> 3.5 \mu\text{m}$ / A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, A.F. Kosolapov, V.G. Plotnichenko, S.L. Semjonov, E.M. Dianov // *Opt. Express.* – 2011. – № 19(2). – P. 1441–1448.

4. Yu F., Wadsworth W.J., Knight J.C. Low loss silica hollow core fibers for 3–4 μm spectral region / // *Opt. Express.* – 2012. – № 20(10). – P. 11153–11158.

5. Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region / A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, V.G. Plotnichenko, E.M. Dianov // *Opt. Express.* – 2013. – № 21(8). – P. 9514–9519.

6. Yu F., Knight J.C. Spectral attenuation limits of silica hollow core negative curvature fiber // *Opt. Express.* – 2013. – № 21(18). – P. 21466–21471.

7. Yu F., Knight J.C. Negative Curvature Hollow-Core Optical Fiber // *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* – 2016. – № 22(2). – P. 4400610.

8. Mid-infrared gas filled photonic crystal fiber laser based on population inversion / A.M. Jones, A.V. Nampoothiri, A. Ratanavis, T. Fiedler, N.V. Wheeler, F. Couny, R. Kadel, F. Benabid, B.R. Washburn, K.L. Corwin, W. Rudolph // *Opt. Express.* – 2011. – № 19(3). – P. 2309–2316.

9. Hollow core Optical Fiber Gas Lasers (HOFGLAS): a review [Invited] / A.V. Nampoothiri, A.M. Jones, C. Fourcade-Dutin, C. Mao, N. Dadashzadeh, B. Baumgart, Y.Y. Wang, M. Alharbi, T. Bradley, N. Campbell, F. Benabid, B.R. Washburn, K.L. Corwin, W. Rudolph // *Opt. Mater. Express.* – 2012. – № 2(7). – P. 948–961.

10. Near diffraction-limited performance of an OPA pumped acetylene-filled hollow-core fiber laser in the mid-IR / N. Dadashzadeh, M.P. Thirugnanasambandam, H.W.K. Weerasinghe, B. Debord, M. Chafer, F. Gerome, F. Benabid, B.R. Washburn, K.L. Corwin // *Opt. Express.* – 2017. – № 25(12). – P. 13351–13358.

11. Xu M., Yu F., Knight J. Mid-infrared 1 W hollow-core fiber gas laser source // *Opt. Lett.* – 2017. – № 42(20). – P. 4055–4058.

12. 2.9, 3.3, and 3.5 μm Raman Lasers Based on Revolver Hollow-Core Silica Fiber Filled by $^1\text{H}_2/\text{D}_2$ Gas Mixture / A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov, M.M. Khudyakov, Yu.P. Yatsenko, A.N. Kolyadin, A.A. Krylov, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, M.E. Likhachev, I.A. Bu-

fetov, E.M. Dianov // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. – 2018. – № 24(3). – P. 0903008.

13. IR absorption spectra in high-purity silica glasses fabricated by different technologies / E.B. Kryukova, V.G. Plotnichenko, E.M. Dianov // Proc. SPIE. – 2000. – № 4083. – P. 71–80.

14. 4.4- μ m Raman laser based on hollow-core silica fibre / A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov, M.M. Khudyakov, Yu.P. Yatsenko, A.N. Kolyadin, A.A. Krylov, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // Quantum Electron. – 2017. – № 47(5). – P. 491–494.

15. Bufetov I.A., Dianov E.M. A simple analytic model of a CW multicascade fibre Raman laser // Quantum Electron. – 2000. – № 30(10). – P. 873–877.

16. Miyagi M. Bending losses in hollow and dielectric tube leaky waveguides // Appl. Opt. – 1981. – № 20(7). – P. 1221–1229.

17. Headley C., Agrawal G.P. Raman amplification in fiber optical communication systems // Academic Press. – 2005.

18. Hanna D.C., Pointer D.J., Pratt D.J. Stimulated Raman Scattering of Picosecond Light Pulses in Hydrogen, Deuterium, and Methane // IEEE J. Quantum Electron. – 1986. – № 22(2). – P. 332–336.

19. Reintjes J.F. Stimulated Raman and Brillouin scattering // Handbook of Laser Science and Technology. Suppl. 2: Optical Materials (CRC Press, 1995). – P. 334.

20. Bischel W.K., Black G. Wavelength dependence of Raman scattering cross sections from 200–600 nm // AIP Conference Proceedings. – 1983. – № 100. – P. 181–187.

21. Low-threshold 1.9 μ m Raman generation in microstructured hydrogen-filled hollow-core revolver fibre with nested capillaries / A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, Yu.P. Yatsenko, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // Laser Phys. – 2017. – № 27. – P. 025101.

22. Efficient 1.9- μ m Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre / A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, Yu.P. Yatsenko, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // Quantum Electron. – 2015. – № 45(9). – P. 807–812.

23. Poletti F. Nested antiresonant nodeless hollow core fiber // Opt. Express. – 2014. – № 22(20). – P. 23807–23828.

24. Achieving a 1.5 μm fiber gas Raman laser source with about of peak power and a 6.3 GHz linewidth / Y. Chen, Z. Wang, B. Gu, F. Yu, Q. Lu // *Opt. Lett.* – 2016. – № 41(21). – P. 5118–5121.

25. High peak power 2.8 μm Raman laser in a methane-filled negative-curvature fiber / L. Cao, S. Gao, Z. Peng, X. Wang, Y. Wang, P. Wang // *Opt. Express.* – 2018. – № 26(5). – P. 5609–5615.

References

1. Walsh B.M., Lee H.R., Barnes N.P. Mid infrared lasers for remote sensing applications. *J. Lumin.*, 2016, no.169, part B, pp. 400-405.

2. Wedel B., Funck M. Industrial fiber beam delivery system for ultrafast lasers. *Laser Tech. J.*, 2016, no. 13(4), pp. 42-44.

3. Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Kosolapov A.F., Plotnichenko V.G., Semjonov S.L., Dianov E.M. Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow-core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region $> 3.5 \mu\text{m}$. *Opt. Express*, 2011, no. 19(2), pp. 1441-1448.

4. Yu F., Wadsworth W.J., Knight J.C. Low loss silica hollow core fibers for 3-4 μm spectral region. *Opt. Express*, 2012, no. 20(10), pp. 11153-11158.

5. Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region. *Opt. Express.*, 2013, no. 21(8), pp. 9514-9519.

6. Yu F., Knight J.C. Spectral attenuation limits of silica hollow core negative curvature fiber. *Opt. Express*, 2013, no. 21(18), pp. 21466-21471.

7. Yu F., Knight J.C. Negative curvature hollow-core optical fiber. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron*, 2016, no. 22(2), pp. 4400610.

8. Jones A.M., Nampoothiri A.V., Ratanavis A., Fiedler T., Wheeler N.V., Couny F., Kadel R., Benabid F., Washburn B.R., Corwin K.L., Rudolph W. Mid-infrared gas filled photonic crystal fiber laser based on population inversion. *Opt. Express.*, 2011, no. 19(3), pp. 2309-2316.

9. Nampoothiri A.V., Jones A.M., Fourcade-Dutin C., Mao C., Dadashzadeh N., Baumgart B., Wang Y.Y., Alharbi M., Bradley T., Campbell N., Benabid F., Washburn B.R., Corwin K.L., Rudolph W. Hollow core optical fiber gas lasers (HOFGLAS): a review. *Opt. Mater. Express.*, 2012, no. 2(7), pp. 948-961.

10. Dadashzadeh N., Thirugnanasambandam M.P., Weerasinghe H.W.K., Debord B., Chafer M., Gerome F., Benabid F., Washburn B.R., Corwin K.L. Near diffraction-limited performance of an OPA pumped acetylene-filled hollow-core fiber laser in the mid-IR. *Opt. Express*, 2017, no. 25(12), pp. 13351-13358.

11. Xu M., Yu F., Knight J. Mid-infrared 1 W hollow-core fiber gas laser source. *Opt. Lett.*, 2017, no. 42(20), pp. 4055-4058.

12. Gladyshev A.V., Kosolapov A.F., Khudyakov M.M., Yatsenko Yu.P., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Likhachev M.E., Bufetov I.A., Dianov E.M. 2.9, 3.3, and 3.5 μm Raman lasers based on revolver hollow-core silica fiber filled by $^1\text{H}_2/\text{D}_2$ gas mixture. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 2018, no. 24(3), p. 0903008.

13. Kryukova E.B., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. IR absorption spectra in high-purity silica glasses fabricated by different technologies. *Proc. SPIE.*, 2000, no. 4083, pp. 71-80.

14. Gladyshev A.V., Kosolapov A.F., Khudyakov M.M., Yatsenko Yu.P., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Likhachev M.E., Bufetov I.A., Dianov E.M. 4.4- μm Raman laser based on hollow-core silica fibre. *Quantum Electron.*, 2017, no. 47(5), pp. 491-494.

15. Bufetov I.A., Dianov E.M. A simple analytic model of a CW multicascade fibre Raman laser. *Quantum Electron.*, 2000, no. 30(10), pp. 873-877.

16. Miyagi M. Bending losses in hollow and dielectric tube leaky waveguides. *Appl. Opt.*, 1981, no. 20(7), pp. 1221-1229.

17. Headley C., Agrawal G.P. Raman amplification in fiber optical communication systems. Academic Press, 2005.

18. Hanna D.C., Pointer D.J., Pratt D.J. Stimulated Raman scattering of picosecond light pulses in hydrogen, deuterium, and methane. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, no. 22(2), pp. 332-336.

19. Reintjes J.F. Stimulated Raman and Brillouin scattering. *Handbook of Laser Science and Technology*, Suppl. 2: Optical Materials. CRC Press, 1995, p. 334.

20. Bischel W.K., Black G. Wavelength dependence of Raman scattering cross sections from 200-600 nm. *AIP Conference Proceedings*, 1983, no. 100, pp. 181-187.

21. Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Yatsenko Yu.P., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Bufetov I.A., Dianov E.M. Low-threshold

1.9 μm Raman generation in microstructured hydrogen-filled hollow-core revolver fibre with nested capillaries. *Laser Phys*, 2017, no. 27, pp. 025101.

22. Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Yatsenko Yu.P., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Bufetov I.A., Dianov E.M. Efficient 1.9- μm Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre. *Quantum Electron*, 2015, no. 45(9), pp. 807-812.

23. Poletti F. Nested antiresonant nodeless hollow core fiber. *Opt. Express*, 2014, no. 22(20), pp. 23807-23828.

24. Chen Y., Wang Z., Gu B., Yu F., Lu Q. Achieving a 1.5 μm fiber gas Raman laser source with about of peak power and a 6.3 GHz linewidth. *Opt. Lett.*, 2016, no.41(21), pp. 5118-5121.

25. Cao L., Gao S., Peng Z., Wang X., Wang Y., Wang P. High peak power 2.8 μm Raman laser in a methane-filled negative-curvature fiber. *Opt. Express*, 2018, no. 26(5), pp. 5609-615.

Получено 01.03.2018