

Фемтосекундный комбинационный лазер на сжатом азоте

А.В.Конященко, П.В.Кострюков, Л.Л.Лосев, В.С.Пазюк

Проведена оценка минимальной длительности лазерного импульса, при которой возможен процесс ВКР в газах. В сжатом азоте осуществлено преобразование излучения фемтосекундного лазера на сапфире с титаном в первую стоковую компоненту по схеме с двухимпульсной накачкой газонаполненного капилляра ортогонально поляризованными chirпированными импульсами. Получены импульсы стокового излучения с длиной волны 980 нм и длительностью 51 фс. Эффективность преобразования по энергии составила 12% при частоте следования импульсов 1 кГц и средней мощности лазерного излучения 2 Вт.

Ключевые слова: вынужденное комбинационное рассеяние, фемтосекундный лазер, частота следования импульсов, газобразный азот.

1. Введение

Среди газообразных комбинационно-активных сред, используемых для преобразования по частоте наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов, наибольшее распространение получили сжатый водород и метан, поскольку эти среды имеют самые большие значения комбинационных коэффициентов усиления. При переходе к фемтосекундным лазерным импульсам требования, предъявляемые к активным средам, меняются. Поскольку в этом случае преобразование происходит в существенно нестационарном режиме, определяющим становится не значение комбинационного коэффициента усиления, а величина сечения спонтанного комбинационного рассеяния [1]. Сечения спонтанного комбинационного рассеяния для большинства комбинационно-активных газов различаются менее чем на порядок [2] по сравнению с комбинационными коэффициентами усиления, различие которых может достигать двух и более порядков [3]. Поэтому список комбинационно-активных газов для преобразователей фемтосекундных лазерных импульсов может быть расширен по сравнению с преобразователями наносекундных импульсов. В частности, для расширения области спектральной перестройки фемтосекундных комбинационных преобразователей представляет интерес газобразный азот, который практически не используется в наносекундных комбинационных лазерах из-за низкого коэффициента усиления и конкуренции процессов вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Газообразный азот также привлекает внимание возможностью его использования в комбинационных преобразователях, работающих с высокой средней мощностью. Это связано с отсутствием продуктов диссоциации молекул азота, ко-

торые могут нарабатываться в процессе генерации и вызывать поглощение излучения.

Цель настоящей работы – исследование возможности создания преобразователя частоты для фемтосекундного лазера на основе ВКР в газообразном азоте. Преобразование проводилось по схеме с возбуждением активной среды последовательностью двух chirпированных по частоте лазерных импульсов с ортогональными поляризациями [4]. Использование данной схемы дает возможность получать после компрессии стоковые импульсы, длительность которых близка к длительности исходного спектрально-ограниченного лазерного импульса [5]. Предварительно нами проводились оценки минимально возможной длительности возбуждающего chirпированного импульса.

2. Минимально возможная длительность лазерного импульса накачки при ВКР

При уменьшении длительности лазерного импульса и возрастании его мощности возникает ряд нелинейных эффектов, которые могут доминировать над процессом ВКР. Это, прежде всего, многофотонная фотоионизация, оптический пробой, самофокусировка и фазовая самомодуляция. Если эффекты фотоионизации и оптического пробоя могут быть устранены при использовании длиннофокусной оптики, то для снижения влияния самофокусировки и фазовой самомодуляции необходимо удлинить лазерный импульс путем его частотного chirпирования. Оценим минимально возможную длительность chirпированного импульса.

Рассмотрим процесс развития волны стокового излучения в фокальной перетяжке с радиусом ρ при фокусировке гауссова пучка лазерного излучения. Будем считать, что интенсивность лазерного излучения (излучения накачки) I_p в перетяжке является постоянной и определяется мощностью лазерного импульса P : $I_p = P/(\pi\rho^2)$. При этом интенсивность стокового излучения I_s , нарастающая с уровня спонтанного рассеяния, много меньше интенсивности излучения накачки. В этом случае модуль волнового век-

А.В.Конященко, П.В.Кострюков, Л.Л.Лосев, В.С.Пазюк. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: lllosev@mail.ru

тора излучения накачки k_p можно представить в виде суммы линейной (k_p^0) и нелинейной (k_p^{nl}) частей:

$$k_p = k_p^0 + k_p^{nl} = \frac{2\pi n_0}{\lambda_p} + \frac{2\pi n_2 I_p}{\lambda_p},$$

где λ_p – длина волны лазерного излучения, а n_0 и n_2 – линейная и нелинейная части показателя преломления соответственно. Зависимость интенсивности и, следовательно, волнового вектора от времени приводит к фазовой самомодуляции. Для стоксовой волны модуль волнового вектора

$$k_s = k_s^0 + k_s^{nl} = \frac{2\pi n_0}{\lambda_s} + \frac{4\pi n_2 I_p}{\lambda_s},$$

где λ_s – длина волны стоксова излучения. Нелинейная часть волнового вектора стоксова излучения малой интенсивности определяется процессом кросс-модуляции, вызванным сильной лазерной волной [6].

ВКР chirпированного пикосекундного лазерного импульса в газовой активной среде происходит в нестационарном режиме, когда длительность импульса излучения сравнима со временем дефазировки T_2 когерентных колебаний возбужденных молекул активной среды (фононной волны) или меньше его. Поэтому можно считать, что при нестационарном ВКР фаза фононной волны не меняется за время существования лазерного импульса. Направление потока энергии между волнами накачки и стоксова излучения определяется соотношением фаз световой и фононной волн. Если изменяется разность фаз стоксовой волны и волны накачки, то возможна обратная перекачка энергии стоксова излучения в лазерное, сопровождающаяся уменьшением амплитуды фононной волны и, следовательно, эффективности преобразования. Такая ситуация может возникнуть при наличии зависящей от интенсивности нелинейной части волнового вектора взаимодействующих волн. В этом случае появляется волновая расстройка Δk при малом и максимальном значениях интенсивности излучения накачки:

$$\begin{aligned} \Delta k &= (k_p - k_s)|_{I_p \approx I_p^{\max}} - (k_p - k_s)|_{I_p \approx 0} \\ &= 2\pi n_2 I_p^{\max} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{2}{\lambda_s} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Процесс преобразования начинает протекать в обратном направлении, и, следовательно, рост интенсивности стоксовой волны прекращается, а порог ВКР резко возрастает при выполнении условия $\Delta k L = \pi$ (L – длина взаимодействия). Подставляя в это выражение Δk из (1) и принимая $I_p^{\max} = P_{\max}/(\pi \rho^2)$, а $L = 2\pi \rho^2/\lambda_p$, получаем выражение для максимальной мощности излучения накачки в предположении, что длины волн излучения накачки и стоксова излучения близки:

$$P_{\max} \approx \lambda_p^2/(4n_2). \quad (2)$$

Полученное выражение для максимальной мощности практически совпадает (с точностью до безразмерного коэффициента 2) с формулой для критической мощности самофокусировки. При этой мощности расчет величины уширения спектра лазерного излучения вследствие самомодуляции (отношение ширины спектра на выходе ак-

тивной среды к ширине спектра на входе в нее) дает значение ~ 2 [7]. Данная оценка согласуется с экспериментальными результатами работы [8], где было установлено, что при уширении спектра импульса накачки на выходе активной среды эффективность процесса ВКР резко снижается.

В нестационарном режиме ВКР энергия лазерного импульса должна превышать пороговую энергию E_{th} . Следовательно, для реализации процесса ВКР при фазовой модуляции взаимодействующих волн необходимо выполнить условие

$$E_{th}/\tau \leq P_{\max}, \quad (3)$$

где τ – длительность лазерного импульса.

Поскольку пороговая энергия лазерного импульса при ВКР в сфокусированном гауссовом пучке определяется выражением $E_{th} = 45 T_2 \lambda_p / g$ [9] (g – стационарный коэффициент комбинационного усиления), то, подставляя это выражение в (3), можно получить минимальную длительность лазерного импульса

$$\tau_{\min} \approx \frac{180 T_2 n_2}{g \lambda_p}. \quad (4)$$

Отметим, что поскольку $g \propto (d\sigma/d\Omega) N T_2 \lambda_p \lambda_s^2$ [10] (где $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение спонтанного комбинационного рассеяния, N – концентрация газа), а $n_2 \propto N n_2(1)$ ($n_2(1)$ – значение n_2 при единичном давлении), то

$$\tau_{\min} \propto \frac{n_2(1)}{(d\sigma/d\Omega) \lambda_p^2 \lambda_s^2}. \quad (5)$$

Таким образом, минимальная длительность импульса накачки, при которой отсутствует обратная перекачка энергии, определяется только отношением нелинейного показателя преломления к сечению спонтанного комбинационного рассеяния и не зависит от давления газа.

Поскольку сечение спонтанного комбинационного рассеяния зависит от длины волны лазерного излучения следующим образом: $d\sigma/d\Omega \propto \lambda_p^{-1} \lambda_s^{-3}$ [10], то при ее изменении минимально возможная длительность импульса меняется незначительно:

$$\tau_{\min} \propto \frac{\lambda_s}{\lambda_p}. \quad (6)$$

Используя выражение (4) для оценки минимальной длительности импульса лазерного излучения с длиной волны 0.8 мкм для газообразного азота с давлением 10 атм при следующих значениях параметров [11]: $T_2 = 10$ пс, $n_2 = 3 \times 10^{-18}$ см²/Вт, $g = 10^{-5}$ см/МВт, получаем $\tau_{\min}^{N_2} \approx 7$ пс. Для водорода аналогичная оценка дает меньшее значение минимальной длительности лазерного импульса: $\tau_{\min}^{H_2} \approx 1$ пс. Исходя из этих оценок в дальнейших экспериментах устанавливалась длительность chirпированного лазерного импульса.

3. Экспериментальное исследование ВКР в сжатом азоте

Были проведены эксперименты по преобразованию в первую стоксову компоненту при ВКР в сжатом азоте фемтосекундных импульсов излучения лазера на сапфире

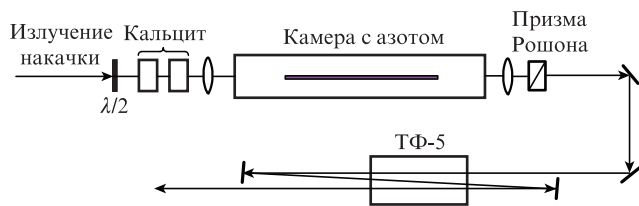


Рис.1. Оптическая схема фемтосекундного комбинационного лазера на сжатом азоте.

с титаном. Схема эксперимента показана на рис.1. Использовалась фемтосекундная лазерная система на сапфире с титаном REUS-40F1K (Авеста-Проект), построенная по схеме усиления chirпированного импульса, со следующими параметрами: центральная длина волны излучения 800 нм, ширина спектра 31 нм (см. ниже рис.3,а), длительность импульса 35 фс, энергия импульса 2 мДж, диаметр светового пучка 9 мм по уровню e^{-2} , частота следования импульсов 1 кГц. Путем изменения расстояния между решетками компрессора на выходе лазерной системы генерировались импульсы с частотным chirпом и увеличенной длительностью.

Для формирования двух последовательных chirпированных лазерных импульсов с ортогональными поляризациями и варьирования соотношения их энергий использовалась система, состоящая из двух пластин кальцита толщиной 1 см каждая и полуволновой фазовой пластины [12]. Данные оптические элементы позволили получить два световых импульса излучения с ортогональными поляризациями, разделенных во времени на 10 пс.

Лазерное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 1.2 м на вход кварцевого капилляра с внутренним диаметром 250 мкм и длиной 45 см. Капилляр был установлен внутри камеры из нержавеющей стали с внутренним диаметром 1 см и длиной 1 м. На кварцевые окна камеры были нанесены антиотражающие покрытия. Выходное излучение коллимировалось линзой и направлялось на поляризационную призму Рошонна. Эта призма использовалась для отделения стока излучения от излучения задержанного импульса накачки.

Эксперименты проводились с отрицательно chirпированными лазерными импульсами длительностью ~ 10 пс. Временная компрессия стока импульса, который также был отрицательно chirпированным, осуществлялась с помощью блока из стекла ТФ-5 длиной 26 см. Использовалась оптическая схема с тремя проходами излучения через стеклянный блок. Измерение длительности сжатого импульса проводилось автокоррелятором ASF-20 (Авеста-Проект).

В первых экспериментах капилляр в камере отсутствовал, а средняя мощность лазерного излучения составляла 2 Вт (частота следования импульсов 1 кГц). Генерация стока излучения наблюдалась в диапазоне давлений азота 30–50 атм. Однако эффективность преобразования не превысила 1% при невысоком пространственном качестве пучка стока излучения. Мы связываем эти особенности преобразования с возникновением оптической неоднородности в области фокальной перетяжки вследствие нагрева газа. Данная проблема была преодолена путем установки в камеру капилляра, в котором конвекционные потоки газа отсутствуют. Измеренное значение пропускания капилляра в вакууммированной камере составило 75%.

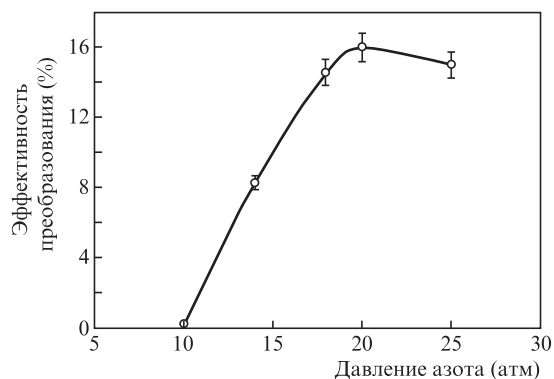


Рис.2. Зависимость эффективности генерации первой стоковой компоненты с длиной волны 980 нм от давления азота.

Для выбора рабочего давления газа измерялась зависимость эффективности преобразования в первую стоковую компоненту с длиной волны 980 нм от давления азота при моноимпульсной накачке chirпированным импульсом длительностью ~ 10 пс. Эта зависимость представлена на рис.2. Максимальная эффективность преобразования, равная 16%, достигалась при давлении азота 20 атм. При большем давлении она снижалась вследствие генерации второй стоковой компоненты с длиной волны 1280 нм. Последующие эксперименты проводились при давлении азота 20 атм. Следует отметить, что при уменьшении длительности chirпированного импульса до 2 пс процесс ВКР во всем исследованном диапазоне давлений азота не наблюдался.

Как было показано в [12], при двухимпульсной накачке наиболее эффективный и стабильный режим работы комбинационного преобразователя достигается, когда энергия первого импульса накачки незначительно превышает порог ВКР. Этот режим был реализован в схеме с капилляром (рис.1) при равных энергиях импульсов накачки. При этом соотношение энергий стоковых импульсов составило 4:1 – энергия задержанного стока импульса в четыре раза превышала энергию стока импульса, возникшего от первого импульса накачки. Соответственно при общей энергетической эффективности преобразования, равной 16%, эффективность преобразования в широкополосный задержанный импульс стока излучения была равна $\sim 12\%$. Энергия задержанного стока импульса составила 0.25 мДж при энергии каждого из импульсов накачки 1 мДж. Распределение интенсивности стока излучения по сечению светового пучка было близко к гауссову.

Спектры стоковых импульсов при моноимпульсной и двухимпульсной накачке активной среды показаны на рис.3. Видно, что двухимпульсная накачка позволяет получить стоковые импульсы с шириной спектра, более чем в два раза превышающей ширину спектра импульса при моноимпульсной накачке (46 нм при двухимпульсной накачке и 20 нм при моноимпульсной). При моноимпульсной накачке отрицательно chirпированным импульсом наиболее коротковолновые спектральные компоненты, находящиеся на переднем фронте импульса, преобразуются с низкой эффективностью. Вследствие этого происходит сужение спектра стока импульса.

Ширина спектра стока излучения не менялась при изменении знака chirпа импульса накачки. Это позволяет использовать различные временные компрессоры для стока импульса. При положительном chirпе могут при-

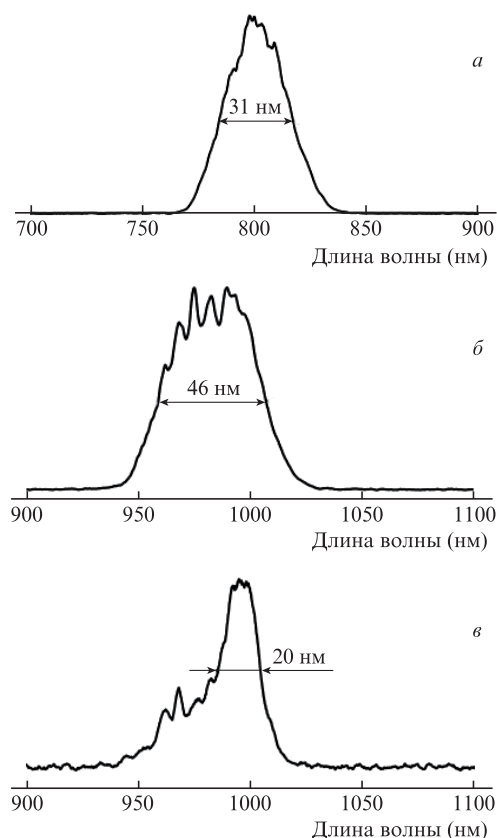


Рис.3. Спектр излучения на выходе лазерной системы (а) и спектры стоксова излучения при двухимпульсной (б) и моноимпульсной (в) накачке.

меняться решеточные или призмные компрессоры, при отрицательном – компрессия может быть проведена в прозрачном диэлектрике с нормальной дисперсией в области длин волн стоксова излучения. В настоящей работе импульс с отрицательным чирпом компрессировался в блоке из стекла ТФ-5. На рис.4 показана автокорреляци-

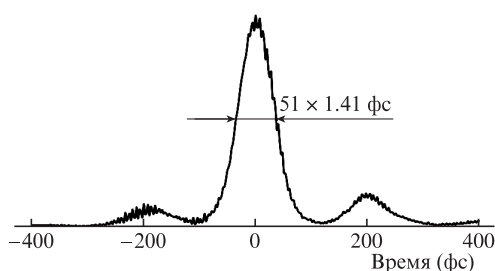


Рис.4. Автокорреляционная функция сжатого стоксова импульса.

онная функция сжатого импульса. В предположении о гауссовой форме импульса его длительность после компрессии составила 51 фс. Недостаточная степень компрессии (длительность спектрально-ограниченного импульса со спектром, показанным на рис.3,б, равна 38 фс) и наличие субимпульсов могут быть связаны с неточным согласованием дисперсий третьего и более высоких порядков при компрессии в стеклянном блоке [13].

4. Заключение

Основные результаты настоящей работы заключаются в следующем:

1. Проведена оценка минимально возможной длительности лазерного импульса накачки для процесса ВКР. Показано, что определяющими являются процессы фазовой само- и кросс-модуляции лазерной и стоксовых волн. Получено аналитическое выражение для минимально возможной длительности импульса накачки.

2. Осуществлено преобразование излучения фемтосекундного лазера на сапфире с титаном в первую стоксову компоненту при ВКР на колебательных уровнях в газообразном азоте. В схеме с газонаполненным капилляром и возбуждением активной среды двумя чирпированными импульсами излучения с ортогональными поляризациями достигнута эффективность преобразования по энергии 12%. Получены стоксовы импульсы излучения с длиной волны 980 нм и длительностью 51 фс при частоте следования 1 кГц и средней мощности 0.25 Вт.

1. Carman R.L., Mack M.E. *Phys. Rev. A*, **5**, 341 (1972).
2. Fenner W.R., Hyatt H.A., Kellam M.J., Porto S.P.S. *J. Opt. Soc. Am.*, **63**, 73 (1973).
3. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990, с. 222).
4. Konyashchenko A.V., Losev L.L., Tenyakov S.Yu. *Opt. Express*, **15**, 11855 (2007).
5. Konyashchenko A.V., Losev L.L., Pazyuk V.S., Tenyakov S.Yu. *Appl. Phys. B*, **93**, 455 (2008).
6. Кицак М.А., Кицак А.И. *Квантовая электроника*, **38**, 365 (2008).
7. Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 989 (2011).
8. Losev L.L., Song J., Xia J.F., Strickland D., Brukhanov V.V. *Opt. Lett.*, **27**, 2100 (2002).
9. Everall N.J., Partanen J.P., Shaw M.J. *Opt. Commun.*, **64**, 393 (1987).
10. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989, с. 150).
11. Авербах В.С., Макаров А.И., Таланов В.И. *Квантовая электроника*, **5**, 823 (1978).
12. Диденко Н.В., Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Пазюк В.С., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **46**, 581 (2016).
13. Диденко Н.В., Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Пазюк В.С., Теняков С.Ю., Молчанов В.Я., Чижиков С.И., Юшков К.Б. *Квантовая электроника*, **45**, 1101 (2015).