

# Ограничения мощности и искажения импульсов в лазерной Yb:KGW-системе с усилением чирпированных импульсов

Г.Х.Ким, Ч.Янг, А.В.Кулик, Е.Г.Салль, С.А.Чижов, В.Е.Яшин, У.Канг

*Исследованы эффекты самовоздействия (самофокусировка и фазовая самомодуляция) и вынужденного комбинационного рассеяния при усилении чирпированных импульсов в лазерной Yb:KGW-системе. Показано, что самофокусировка совместно с тепловой линзой могут существенно (до 200 мкДж) ограничить энергию чирпированных импульсов в данной системе даже для относительно длинных (50 пс) импульсов. Нелинейные линзы в лазерных кристаллах совместно с тепловыми линзами «сдвигают» резонатор регенеративного усилителя лазерной системы в зону неустойчивости и ограничивают среднюю мощность излучения для частот следования импульсов менее 50 кГц. Фазовая самомодуляция, являющаяся проявлением эффекта самовоздействия, может существенно исказить фемтосекундный импульс после рекомпрессии при энергиях, близких к порогу самофокусировки. Вынужденное комбинационное рассеяние в таком лазере оказывает меньшее влияние на параметры излучения, чем самофокусировка и тепловая линза, и рамановские спектры наблюдаются только в условиях нестабильности энергии импульсов.*

**Ключевые слова:** твердотельные лазеры, диодная накачка, сверхкороткие импульсы, нелинейные эффекты, самовоздействие, самофокусировка, вынужденное комбинационное рассеяние, тепловая линза.

## 1. Введение

Активированные иттербием кристаллы вольфраматов  $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2(\text{Yb}:\text{KYW})$  и  $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2(\text{Yb}:\text{KGW})$  являются перспективным материалом для компактных и эффективных лазерных систем. Это связано с хорошими оптическими, спектральными и усилительными характеристиками этих сред [1, 2]. Широкая полоса усиления кристаллов Yb:KGW/Yb:KYW позволяет генерировать и усиливать импульсы длительностью менее 500 фс с большой средней мощностью и энергией [3–5], достаточно, например, для их применения в микрообработке.

Для устранения нежелательных нелинейных эффектов в процессе усиления, таких как оптический пробой и самовоздействие, в подобных усилительных системах обычно используется техника усиления чирпированных импульсов (CPA) [6]. При использовании такого подхода короткий и широкополосный импульс вначале растягивается во времени в несколько сотен раз, затем усиливается и в конце сжимается. Длительность растянутого чирпированного импульса в компактных лазерных системах обычно ограничивается на уровне 50–100 пс из-за малых размеров удлинителя импульсов – стретчера. При таких длительностях импульсов паразитные нелинейные эффекты могут быть подавлены лишь частично.

Для кристаллов KGW/KYW, имеющих относительно высокий нелинейный показатель преломления  $n_2 \approx (1-2) \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{Вт}$  [7, 8], эффект самовоздействия, включающий в себя самофокусировку и фазовую самомодуляцию, принципиально может оказывать существенное влияние на параметры излучения лазера.

Ранее, в статьях 1970-х годов, было показано существенное влияние самовоздействия на генераторы с самосинхронизацией продольных мод [9–12]. Важность учета фазовой самомодуляции в лазерных системах с усилением чирпированных импульсов исследовалась, например, в [13].

Кристаллы KGW/KYW кроме высокой керровской нелинейности имеют также большой рамановский коэффициент усиления [14, 15]. Вынужденное комбинационное рассеяние в лазерных кристаллах может сдвигать лазерную длину волны за пределы полосы усиления, ограничивая выходную энергию на фундаментальной длине волны. Использование широкополосных чирпированных импульсов увеличивает порог ВКР, но не подавляет этот процесс полностью [16].

В настоящей статье исследуются проявления вышеупомянутых нелинейных эффектов в лазерной Yb:KGW-CPA-системе для различных частот следования импульсов (50–500 кГц).

## 2. Экспериментальная установка

Оптическая схема лазерной системы показана на рис. 1. Система состоит из фемтосекундного задающего генератора на основе кристалла Yb:KGW, объединенного модуля стретчер – компрессор на основе одной пропускающей дифракционной решетки и регенеративного усилителя, содержащего два кристалла Yb:KGW. Система также включает в себя изолятор, защищающий задающий генератор от возможного воздействия усиленного излучения, и вращатель Фарадея, который выводит излучение после

G.H.Kim, J.Yang, A.V.Kulik, E.G.Sall, S.A.Chizhov, U.Kang. Russia Science Seoul, 612, DMC. Hi-Tech Industry Center, 1580 Sangamdong, Mapo-gu, Seoul, 121-835, Korea;  
e-mail: elena\_sall@mail.ru, ghkim@keri.re.kr  
В.Е.Яшин. ФГУП «НПК "ГОИ им. С.И.Вавилова"», Россия, 192288 С.-Петербург, Биржевая линия, 12;  
e-mail: Vladimir\_yashin@mail.ru

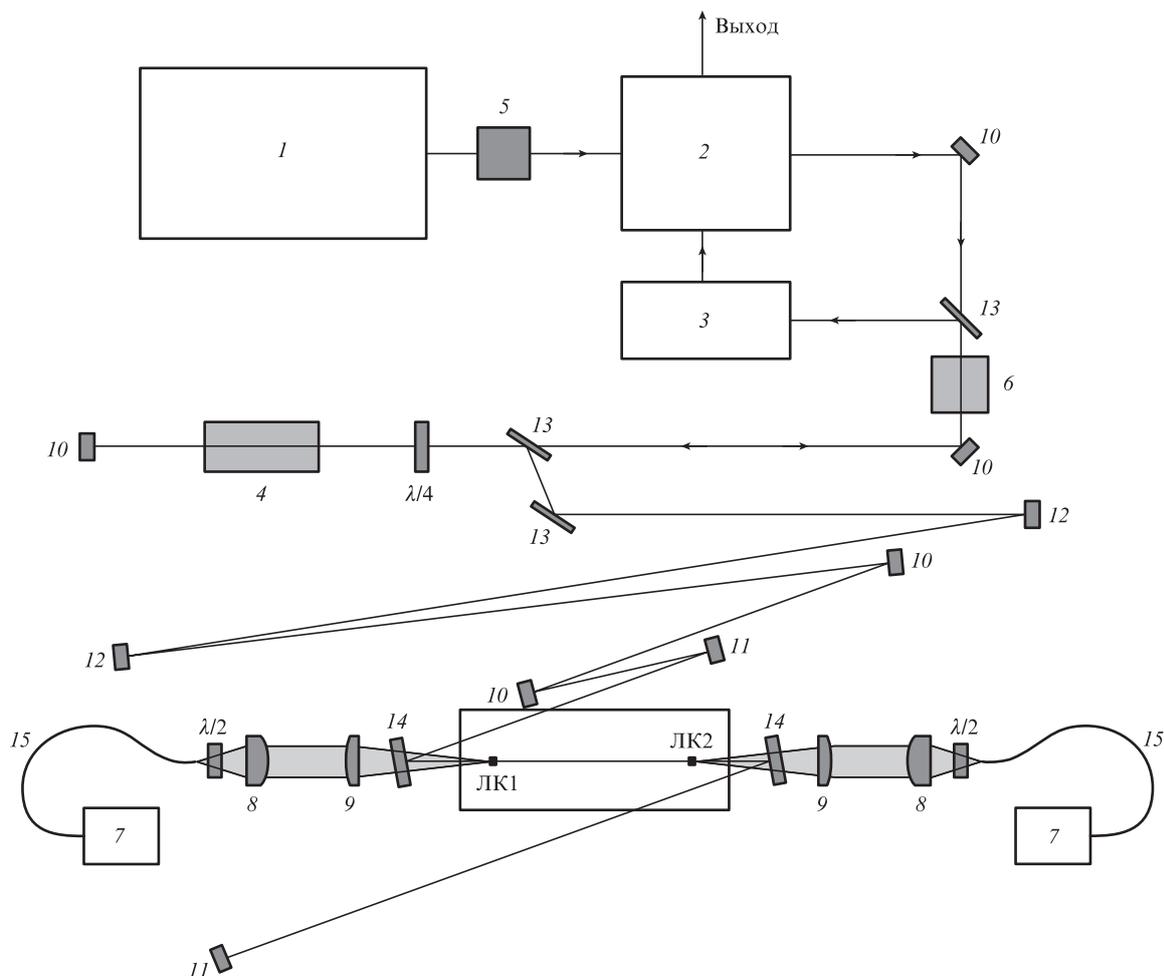


Рис.1. Оптическая схема лазерной системы:

1 – задающий генератор; 2 – модуль стретчер – компрессор; 3 – оптический затвор на основе ячейки Погкельса; 4 – ячейка Погкельса; 5 – изолятор Фарадея; 6 – вращатель Фарадея; 7 – лазерные диодные линейки; 8, 9 – коллимирующие и фокусирующие дублеты; 10 – плоские диэлектрические зеркала; 11, 12 – вогнутые диэлектрические зеркала; 13 – тонкопленочные диэлектрические поляризаторы; 14 – дихроичное зеркало; 15 – световод; ЛК1, ЛК2 – лазерные кристаллы.

усиления в регенеративном усилителе. Задающий генератор с самосинхронизацией мод, описанный в [5], работал на частоте 76 МГц со средней мощностью излучения 1.6 Вт. Ширина спектра импульсов была равна 12 нм, а их длительность составляла 100 фс.

В резонаторе регенеративного усилителя находятся два кристалла Yb:KGW (ЛК1, ЛК2) с содержанием иттербия 3%, что позволяет увеличить выходную мощность излучения по сравнению с однокристалльной схемой. Нами обычно использовались кристаллы разной ориентации – один  $N_g$ -среза, а другой  $N_p$ -среза, что при соответствующем выборе поляризации усиленного излучения позволяет существенно расширить полосу усиления [3, 4]. Для этого мода резонатора была поляризована вертикально вдоль оси  $N_p$  в первом кристалле и вдоль оси  $N_m$  во втором. Использование относительно длинных Yb:KGW-кристаллов размером  $2 \times 2 \times 5$  мм с низкой концентрацией активатора позволяет распределять нагрев и напряжения вдоль продольной оси, уменьшая тем самым удельную нагрузку. Излучение накачки на длине волны 981 нм с шириной спектра  $\sim 4$  нм обеспечивалось двумя лазерными диодными линейками мощностью 70 Вт каждая. Для минимизации деполяризации, что необходимо для достижения максимального поглощения излучения накачки, поляризованного вдоль оси  $N_m$ , доставка излучения накачки осуще-

ствлялась короткими световодами (длина 30 см, диаметр 200 мкм,  $NA = 0.22$ ). Пучки накачки сначала коллимировались, а затем фокусировались линзами-дублетами через дихроичные зеркала в пятна диаметром примерно 320 мкм. Общие потери мощности в каналах накачки составляли  $\sim 14\%$ , а поглощение в режиме усиления было равно  $\sim 70\%$ . Для высокой эффективности энергосъема резонатор был спроектирован таким образом, чтобы диаметр моды был близок к диаметру пучка накачки. Для обеспечения достаточно большой длины резонатора ( $\sim 200$  см), что необходимо для работы ячейки Погкельса, использовались широкополосные высокоотражающие плоские и сферические зеркала.

Усиленные в регенеративном усилителе импульсы отделялись от входных с помощью ячейки Фарадея и направлялись в дополнительную ячейку Погкельса 4, которая служила для повышения временного контраста импульсов относительно предимпульсов и постимпульсов. Затем chirпированные импульсы длительностью 50 пс направлялись в компрессор, где сжимались до минимальной длительности. Общие потери в этой ячейке Погкельса и компрессоре составляли примерно 40% от выходной мощности. Общее усиление в регенеративном усилителе могло изменяться путем изменения времени открытия ячейки Погкельса 4, которая регулировала число двой-

ных проходов по резонатору. В наших условиях это время составляло 400–500 нс и определялось насыщением усиления. В отличие от нашей предыдущей работы [4] мы не использовали фильтр Лию для профилирования спектра перед регенеративным усилителем, что препятствовало получению предельно коротких (~180 фс) импульсов после компрессии из-за влияния эффекта сужения спектра при регенеративном усилении.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На выходе лазерной системы регистрировались выходная мощность излучения, его спектр и автокорреляционные функции импульсов. Зависимости выходной мощности от мощности накачки для разных частот следования импульсов приведены на рис.2. Видно, что при частоте  $f_{\text{rep}} > 50$  кГц выходная мощность монотонно растет, но насыщается на уровне  $P_{\text{av}} \approx 7.5$  Вт на этой частоте. На больших частотах ( $f_{\text{rep}} = 100\text{--}500$  кГц) максимальная средняя мощность достигала 10–12 Вт при мощности накачки более 100 Вт и времени открытия ячейки Поккельса 400 нс. При этом средняя мощность была равна 13–16.6 Вт до компрессора и 16–20 Вт после ячейки Фарадея. Это означает, что при устранении достаточно больших потерь после регенеративного усилителя, например при удалении контрастирующей ячейки Поккельса, выходная средняя мощность может достигать 15 Вт.

Причиной ограничения мощности при частоте следования импульсов 50 кГц может быть достаточно высокая пиковая мощность излучения  $P_{\text{peak}}$ , которая для  $P_{\text{av}} = 7$  Вт достигает 4.7 МВт. Такая пиковая мощность в несколько раз превышает критическую мощность самофокусировки в кристалле KGW  $P_{\text{cr}} = cn\lambda^2/(8\pi^2n_2) \approx 0.65$  МВт. Это означает, что в объеме лазерных кристаллов наводится нелинейная линза, которая потенциально может приводить к нарушению устойчивости резонатора регенеративного усилителя. Фокусное расстояние такой линзы можно оценить с помощью следующего выражения для длины внешней самофокусировки в безаберрационном приближении [12]:

$$F_{\text{sf}} \approx \frac{\pi w^4}{4n_2 l P_{\text{peak}}} = \frac{\pi^2 m w^4}{\lambda^2 l (P_{\text{peak}}/P_{\text{cr}})}, \quad (1)$$

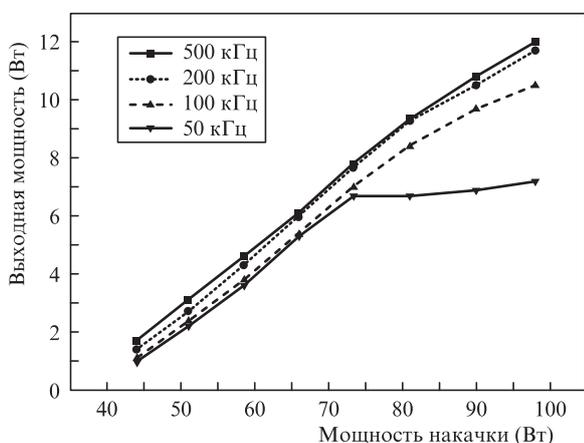


Рис.2. Зависимости выходной мощности лазерной системы от мощности накачки на лазерных кристаллах при различных частотах следования импульсов.

где  $w$  – радиус гауссова лазерного пучка;  $n$  – показатель преломления;  $l$  – длина кристалла. Подставив соответствующие значения параметров в это выражение, получим  $F_{\text{sf}} \approx 170$  мм при  $P_{\text{peak}} = 4.5$  МВт. Отметим, что эта оценка носит лишь приближенный характер, в том числе из-за неточного знания нелинейного показателя преломления.

Для проверки условий стабильности резонатора в присутствии линз с помощью ABCD-метода были рассчитаны зависимости радиуса моды в лазерных кристаллах от фокусного расстояния линз. Результаты такого расчета, приведенные на рис.3, демонстрируют достаточно хорошую динамическую стабильность резонатора вплоть до  $F \approx 60$  мм. Для более сильных линз размер моды в кристаллах сильно возрастает и резонатор становится неустойчивым.

Как показывает оценка оптической силы, для перевода резонатора в зону неустойчивости одних нелинейных линз недостаточно. Однако наряду с нелинейными линзами в лазерных кристаллах под действием излучения накачки наводится и термооптическая линза. Ее оптическую силу можно оценить с помощью следующей формулы [17]:

$$D_{\text{th}} = \frac{1}{f_{\text{th}}} = \frac{\eta_h P_{\text{abs}}}{2\pi w_p^2 K_c} \left[ \frac{\partial n}{\partial T} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3 \alpha_T C'_{x,y} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $P_{\text{abs}}$  – поглощенная мощность;  $\eta_h$  – эффективность преобразования поглощенной мощности в тепло;  $K_c$  – коэффициент теплопроводности;  $n_0$  – показатель преломления;  $\partial n/\partial T$  – производная показателя преломления по температуре;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $\alpha_T$  – коэффициент теплового расширения;  $C'_{x,y}$  – фотоупругие постоянные.

Подстановка термооптических параметров из статей [17–20] в эту формулу дает для  $P_{\text{abs}} = 30$  Вт значения  $f_{\text{th}}$ , изменяющиеся от 3 до 8 см для кристалла с  $N_g$ -ориентацией и от –6 до 4 см для кристалла с  $N_p$ -ориентацией. Такой же большой разброс имеют и экспериментальные данные из этих статей. Однако, как это видно из представленных на рис.2 результатов измерения выходной мощности при высоких частотах следования импульсов ( $f_{\text{rep}} = 100\text{--}500$  кГц), когда влияние керровской нелинейности мало, насыщения выходной мощности не происходит, т.е. одних термических линз для перевода резонатора регенеративного усилителя в область неустойчивости недостаточно – необходимо совместное действие тепловых и нелинейных линз. Кроме того, нелинейная керровская линза, в отличие от тепловой, является «быстрой», т.е. ее фокус-

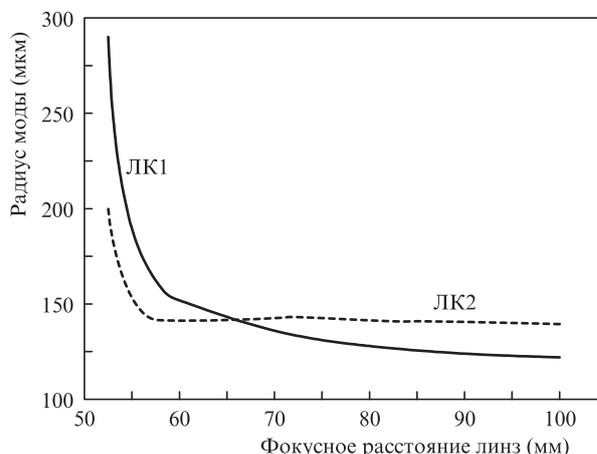


Рис.3. Зависимости радиусов моды в лазерных кристаллах ЛК1 и ЛК2 от фокусного расстояния наводимых в них линз.

ное расстояние изменяется в соответствии с пиковой мощностью излучения, которая увеличивается по мере усиления. В результате условия устойчивости резонатора могут нарушаться только для части импульса вблизи максимальной пиковой мощности, и это приводит не к срыву регенеративного усиления, а к насыщению выходной мощности.

Кроме внутриврезонаторных линз, изменяющих конфигурацию резонатора, существуют и другие принципиальные причины ограничения выходной мощности при высоких мощностях накачки, например процессы потери энергии возбуждения с верхнего лазерного уровня типа ап-конверсии или термического заселения нижнего лазерного уровня. Однако в иттербиевых лазерных средах паразитные эффекты потерь возбуждения сильно ослаблены по сравнению, например, со средами, содержащими Nd. Нагрев кристалла в зоне накачки, достигающий согласно нашим расчетам по программе «Lascad» ~450 К, может привести к термическому заселению нижнего лазерного уровня, что ведет в свою очередь к уменьшению коэффициента усиления и падению выходной мощности. Именно с этим эффектом может быть связано отклонение линейной зависимости выходной мощности от мощности накачки на рис.2 для больших частот следования импульсов. Проведенные нами измерения выходной мощности регенеративного усилителя, работающего в моноимпульсном режиме как генератор, также показали отклонение выходной мощности от линейной аппроксимации примерно на 20%, и это также может быть вызвано как термическим заселением нижнего лазерного уровня, так и действием термооптических линз. Однако и в случае усиления пикосекундного импульса при больших частотах повторения, и в случае моноимпульсной генерации сильного насыщения выходной мощности не наблюдалось. Этот факт позволяет нам сделать вывод о совместном воздействии самофокусировки и термооптических линз как механизма ограничения выходной мощности для рассматриваемой лазерной системы при относительно низких частотах следования импульса или относительно больших энергиях пикосекундных импульсов.

Отметим, что термооптические эффекты не оказывали существенного влияния на пространственное качество лазерного пучка на выходе системы. Так, проведенные нами измерения параметра  $M^2$  для частот следования импульсов 100–500 кГц дали  $M^2 < 1.1$  для всех уровней мощности, что свидетельствует о близости угловой расходимости излучения к дифракционной.

Кроме эффекта самофокусировки, в лазерах со сверхкороткой длительностью импульса важно проявление и другого эффекта, связанного с керровской нелинейностью, а именно фазовой самомодуляции. Обычно она приводит к уширению спектра импульсов и может способствовать как увеличению длительности импульса [13], так и ее уменьшению [21] после сжатия в оптимально настроенном компрессоре (в зависимости от знака фазовой самомодуляции (чирпа) исходного импульса). Величину фазовой самомодуляции характеризуют обычно фазовым набегом, который совпадает с величиной  $B$ -интеграла [22]:

$$B = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \int_0^l I(z) dz. \quad (3)$$

Суммарный  $B$ -интеграл при регенеративном усилении можно оценить, например, в приближении усиления сла-

бого сигнала  $I = I_0 \exp(\alpha l)$  [23]. В этом приближении  $B$ -интеграл для кристаллов KGW/KYW описывается формулой

$$B_{\text{total}} = 0.067 \frac{1 - G^{-1}}{\alpha} I_{\text{out}}, \quad (4)$$

где  $G$  – полное усиление;  $\alpha$  – коэффициент усиления слабого сигнала ( $\text{см}^{-1}$ );  $I_{\text{out}}$  – выходная интенсивность ( $\text{ГВт}/\text{см}^2$ ). Оценка с помощью этой формулы дает  $B_{\text{total}} \approx 2.15$  на пороге ограничения выходной мощности самофокусировкой при энергии  $E = 200$  мкДж. Такое значение фазового набега согласно [13] должно приводить к изменению спектра и формы скомпрессированных импульсов.

Для исследования влияния фазовой самомодуляции на параметры излучения мы регистрировали спектры и автокорреляционные функции скомпрессированных импульсов. База компрессора при измерениях менялась таким образом, чтобы автокорреляционная функция имела наименьшую длительность.

Для частоты следования импульсов 500 кГц и их соответствующей небольшой энергии (~15 мкДж), когда влияние керровской нелинейности мало, ширина спектра по полувысоте была равна 7 нм, а ширина автокорреляционной функции – 450 фс, что соответствует длительности импульса 267 фс в предположении его  $\text{sech}^2$ -формы. В этих условиях основное влияние на сужение спектра оказывает ограниченность спектральной полосы усиления [24, 25], а на длительность импульса – как этот фактор, так и абберации компрессора [4].

Спектры и автокорреляционные функции при малой и высокой выходных мощностях и частоте следования импульсов 50 кГц приведены на рис.4. Видно, что с возрастанием энергии импульса спектр меняет форму, а его ширина немного увеличивается. Это обусловлено относительно небольшими значениями  $B$ -интеграла ( $B \approx 2$ ) [26, 27] и конкуренцией со стороны эффекта сужения спектра при регенеративном усилении [24, 25]. Тем не менее модификация спектра отражает изменения формы автокорреляционной функции, проявляющиеся в появлении дополнительных максимумов и в расширении пьедестала. В результате ширина автокорреляционной функции увеличивается примерно на 20% при максимальной энергии. На рис.5 приведены зависимости ширины автокорреляции по уровням FWHM и  $1/e^2$  от  $B$ -интеграла. Видно, что если ширина автокорреляционной функции по полувысоте остается практически неизменной, то ширина пьедестала существенно возрастает. Такое увеличение крыльев автокорреляционной функции означает, что фазовая модуляция приводит к нелинейной зависимости частоты от времени из-за неоптимальной для уширения спектра формы усиливаемого импульса [28].

Кроме эффектов самовоздействия, другим нелинейным процессом, ограничивающим выходную мощность излучения в лазерах на кристаллах KGW/KYW, может быть вынужденное комбинационное рассеяние, уже наблюдавшееся в лазерной Yb:KGW-CPA-системе [29]. Оценка рамановского инкремента  $G_R$  с помощью стационарного рамановского коэффициента усиления  $g = 5.1$  см/ГВт [14] дает  $G_R = g l \approx 20$  для длины кристалла  $l = 5$  мм и пиковой мощности  $P_{\text{peak}} = 4.5$  МВт, что близко к пороговому значению этого параметра. Однако для широкополосных чирпированных импульсов порог ВКР может возрастать в несколько раз [16], что должно приводить к подавлению этого эф-

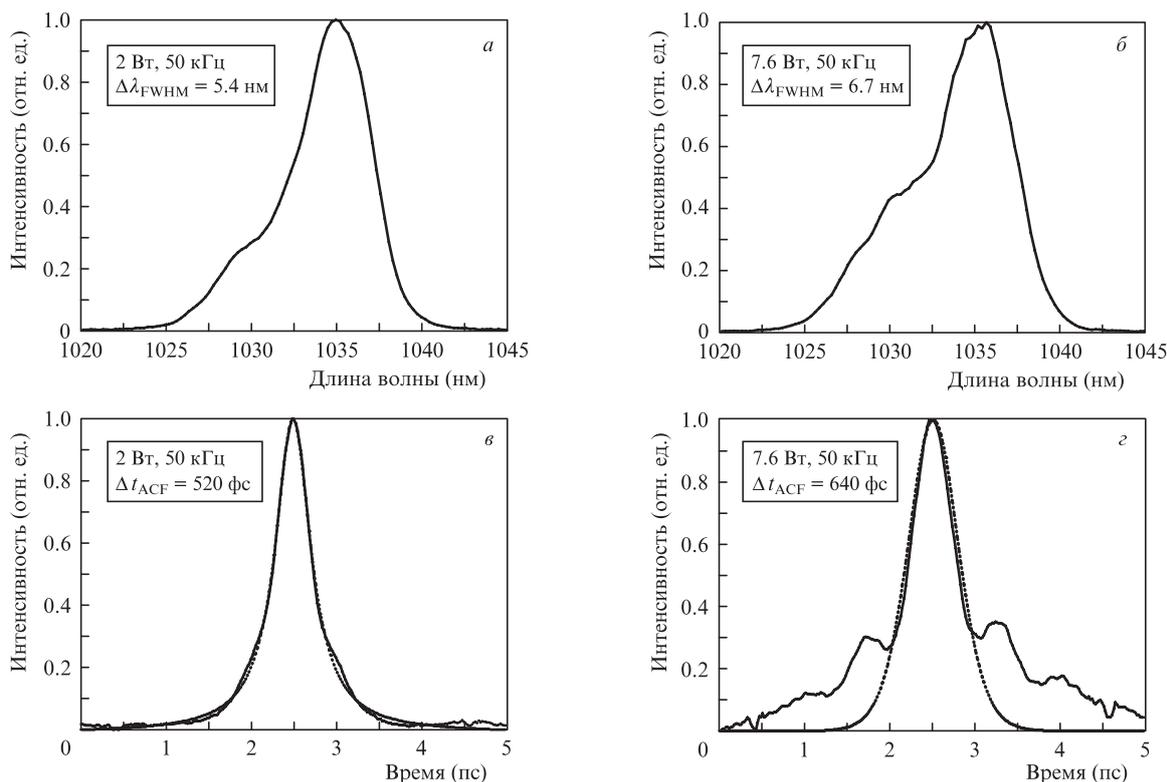


Рис.4. Экспериментальные спектры (а, б) и автокорреляционные функции(в, г) при низкой (а, в) и высокой (б, г) выходных мощностях (сплошные кривые); пунктир – аппроксимация автокорреляционных функций зависимостью  $\text{sech}^2$  (в, г).

факта. Действительно, мы не наблюдали спектров ВКР при всех уровнях мощности и стабильной энергии импульсов в регенеративном усилителе. Однако при нестабильности амплитуды импульсов в усилителе первая и вторая стоксовы компоненты ВКР со сдвигом  $\Delta\nu = 901 \text{ см}^{-1}$  появлялись на длинах волн 1140 и 1270 нм. Мы намеренно вызывали такую нестабильность [30], изменяя время открытия ячейки Поккельса в регенеративном усилителе. В этом режиме максимальная энергия импульса примерно в 1.5 раза превышала среднюю. Появление стоксовых компонент на этом уровне энергии означает, что рамановский коэффициент усиления близок к стационарному значению, что отличается от результатов работы [16]. Эффективность преобразования энергии в стоксовы компоненты нами не измерялась. Отметим еще раз, что спектры ВКР наблюдались

только при нестабильности энергии импульсов в регенеративном усилителе. В режиме стабильности энергии эти спектры не регистрировались, что позволяет сделать вывод о преобладающей роли самофокусировки в ограничении энергии интенсивных сверхкоротких импульсов.

#### 4. Заключение

Таким образом, нами продемонстрирован двухэлементный регенеративный усилитель на основе кристаллов Yb:KGW с прямой лазерной диодной накачкой. Лазерная система, содержащая этот регенеративный усилитель, генерировала фемтосекундные лазерные импульсы длительностью менее 300 фс со средней мощностью до 12 Вт при частоте следования импульсов 100–500 кГц с параметром качества лазерного пучка  $M^2 < 1.1$ .

Выходная энергия в регенеративном усилителе данной лазерной системы была ограничена на уровне примерно 200 мкДж при частоте следования импульсов 50 кГц. Наиболее вероятной причиной такого ограничения является, на наш взгляд, совместное действие крупномасштабной самофокусировки и тепловой линзы в активных элементах, приводящее к нарушению устойчивости резонатора. Для повышения максимальной энергии импульсов необходимо подавлять самофокусировку, что можно сделать, например, путем использования более коротких кристаллов и (или) увеличения диаметра моды резонатора с одновременным увеличением мощности накачки. В нашем случае более удобно подавить этот эффект, уменьшая пиковую мощность усиливаемых импульсов при их большем временном растяжении (до длительности свыше 100 пс), что и предполагается сделать в ближайшее время.

Фазовая самомодуляция в лазерных кристаллах не ограничивает энергию импульса, но оказывает определен-

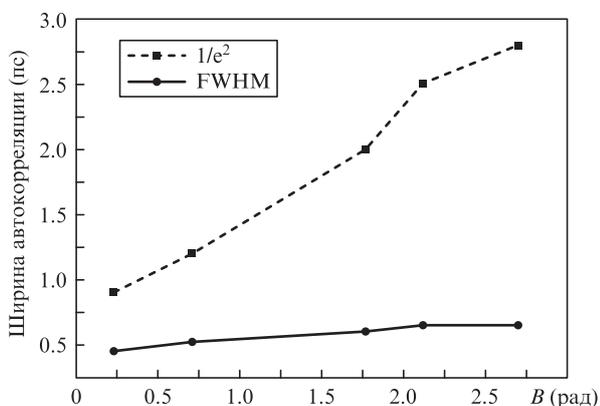


Рис.5. Зависимости ширин автокорреляционной функции (по уровням FWHM и  $1/e^2$  от максимальной интенсивности) от  $V$ -интеграла для chirпированных импульсов длительностью 50 пс в регенеративном усилителе.

ное влияние на форму и длительность скомпрессированных фемтосекундных импульсов. Для устранения этого эффекта в том случае, когда это необходимо, нелинейный набег фазы должен быть меньше 1 рад или перед усилением должно использоваться специальное спектральное профилирование [31]. Подавление фазовой самомодуляции, т.е. уменьшение  $V$ -интеграла, достигается теми же методами, которые используются для подавления крупномасштабной самофокусировки.

Вынужденное комбинационное рассеяние в описанной лазерной системе не ограничивает выходную энергию в условиях стабильной работы регенеративного усилителя, но максимальная выходная энергия близка к порогу возбуждения ВКР.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке правительства Сеула по исследовательскому контракту программы WR100001. В.Е.Яшин выражает благодарность Министерству образования и технология (MEST) и Корейской федерации обществ науки и технологий (KOFST) за финансовую поддержку по программе Brain Pool.

1. Kuleshov N.V., Lagatsky A.A., Podlipensky A.V., Mikhailov V.P., Huber G. *Opt. Lett.*, **22**, 1317 (1997).
2. Lagatsky A.A., Kuleshov N.V., Mikhailov V.P. *Opt. Commun.*, **165**, 71 (1999).
3. Buettner U., Buenting D., Wandt D., Neumann J., Kracht D. *Opt. Express*, **18**, 21973 (2010).
4. Kim G.H., Yang J., Chizhov S.A., Sall E.G., Kulik A.V., Yashin V.E., Lee D.S., Kang U. *Opt. Express*, **20**, 3434 (2011).
5. Ким Г.Х., Янг Ч., Ли Д.С., Кулик А.В., Салль Е.Г., Чижов С.А., Яшин В.Е., Канг У. *Квантовая электроника*, **42**, 292 (2012).
6. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
7. Major A., Nikolakakos I., Aitchison J.S., Ferguson A.I., Lanford N., Smith P.W.E. *Appl. Phys. B*, **77**, 433(2003).
8. Selivanov A.G., Denisov I.A., Kuleshov N.V., Yumashev K.V. *Appl. Phys. B*, **83**, 61 (2006).
9. Коробкин В.В., Малютин А.А., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 216 (1970).
10. Басов Н.Г., Кертеc И., Крюков П.Г., Матвеев Ю.А., Сенатский Ю.А., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **60**, 533 (1971).
11. Жерихин А.Н., Крюков П.Г., Матвеев Ю.А., Чекалин С.В. *Квантовая электроника*, **1**, 956 (1974).
12. Власов С.Н., Веревкин Ю.К. *Квантовая электроника*, **3**, 991 (1976).
13. Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C. *Opt. Lett.*, **17**, 136 (1994).
14. Баснев Т.Т., Зверев П.Г., Карасик А.Ю., Осико В.В., Соболев А.А., Чуняев Д.С. *ЖЭТФ*, **99**, 934 (2004).
15. Orlovich V.A., Malakhov Yu.I., Popov Yu.M., Busko D.N., Danailov M.B., Demidovich A.A., Apanasevich P.A., Chulkov R.V. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 770 (2012).
16. Zhavoronkov N., Noack F., Petrov V., Kalosha V.P., Herrmann J. *Opt. Lett.*, **26**, 47 (2001).
17. Chenais S., Druon F., Forget S., Balembois F., Georges P. *Progr. Quantum Electron.*, **30**, 89 (2006).
18. Stucinskas D., Antipenkov R., Varanavicius A. *Lithuanian J. Phys.*, **50**, 191 (2010).
19. Loiko P.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Savitski V.G., Calvez S., Burns D., Pavlyuk A.A. *Opt. Express*, **17**, 23536 (2009).
20. Loiko P.A., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Pavlyuk A.A. *Appl. Opt.*, **49**, 6651(2010).
21. Cattani F., Anderson D., Bernston A., Lisak M.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 1874 (1999).
22. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990, с.242).
23. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Вольнкин В.М., Крыжановский В.И., Мак А.А., Моторин И.В., Никонова М.В., Серебряков В.А., Стариков А.Д., Чарухчев А.В., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **13**, 1891 (1986).
24. Barty C.P.J., Korn G., Raksi F., Rose-Petruck C., Squier J., Tien A.-C., Wilson K.R., Yakovlev V.V., Yamakawa K. *Opt. Lett.*, **21**, 219 (1996).
25. Ким Г.Х., Янг Ч., Ли Д.С., Кулик А.В., Салль Е.Г., Чижов С.А., Яшин В.Е., Канг У. *Оптич. журн.*, **80** (3), 142 (2013).
26. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
27. Власов С.Н., Копосова Е.В., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **42**, 989 (2012).
28. Yashin V.E., Vankov A.B., Kozlov A.A., Chizhov S.A., Andreev A.A., Sutyagin A.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 1027 (1997).
29. Liu H., Nees J., Mourou G., Biswal S., Spuhler G.J., Keller U., Kuleshov N.V. *Opt. Commun.*, **203**, 315 (2002).
30. Grishin M., Gulbinas V., Michailovas A. *Opt. Express*, **15**, 9434 (2007).
31. Braun A., Kane S., Norris T. *Opt. Lett.*, **22**, 615 (1997).