

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Посткомпрессия импульса второй гармоники — путь увеличения пиковой мощности и временного контраста сверхмощных лазерных импульсов

С.Ю. Миронов, Е.А. Хазанов

Обсуждаются вопросы использования генерации второй гармоники (ГВГ) и последующего временного сжатия для увеличения пиковой мощности и улучшения временного контраста у импульсов на выходе петаваттных и мультипетаваттных лазерных систем. Рассмотрено два направления применения ГВГ: непосредственно к сверхкоротким импульсам с центральными длинами волн 910 нм и 800 нм, а также к (суб)пикосекундным импульсам неодимовых лазеров с энергией до 1 кДж. Второе направление является новым подходом к созданию источников сверхмощных сверхкоротких лазерных импульсов в видимом диапазоне длин волн и может быть использовано во всех современных проектах, направленных на генерацию экстремального света.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, временной контраст, временная посткомпрессия

PACS numbers: 42.60.–y, 42.65.Ky, 42.65.Re

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.05.039535>

Содержание

1. Введение (106).
 2. Особенности генерации второй гармоники в условиях проявления кубической нелинейности и линейных дисперсионных эффектов (107).
 - 2.1. Численное моделирование генерации второй гармоники и посткомпрессии импульсов Nd:glass лазеров.
 - 2.2. Увеличение временного контраста при генерации второй гармоники импульсов Nd:glass лазеров.
 3. Особенности генерации второй гармоники интенсивными ультракороткими импульсами (110).
 4. Заключение (110).
- Список литературы (111).

1. Введение

В современных лазерных системах с высокой пиковой мощностью (ТВт и ПВт уровня) [1–3], а также во всех проектах 100-петаваттного уровня [4–9] широко используется излучение неодимовых лазеров с центральной длиной волны вблизи одного микрона. Энергия в импульсах на выходе таких лазеров может достигать многих кДж. Ярким примером является французский лазер PETA [10, 11]. Однако характерная ширина спектра

составляет единицы нм, что ограничивает минимальную длительность импульса на уровне сотен фемтосекунд. Именно по указанной причине в большинстве петаваттных лазеров Nd-лазеры используются как источник вспомогательного излучения, применяемого после удвоения частоты для накачки лазерных или параметрических усилителей. Это позволяет получить импульсы с длительностью десятки фемтосекунд, но со значительно меньшей энергией. Решение задачи о сокращении длительности с сотен до десятков и даже единиц фемтосекунд без существенной потери энергии позволит сформировать лазерные импульсы, и обладающие высокой энергией, и ультракороткие, что в свою очередь приведёт к увеличению пиковой мощности и интенсивности в области взаимодействия излучения с мишенью.

В настоящее время одним из наиболее перспективных подходов к сокращению длительности и увеличению пиковой мощности является метод нелинейного временного сжатия (посткомпрессия) [12, 13]. В основе метода лежит процесс самомодуляции фазы мощного лазерного импульса при его распространении в среде с кубической нелинейностью. В качестве такой среды могут выступать тонкие (~мм) диэлектрические пластины из стекла или плавленого кварца [14], нелинейные кристаллы [15] и полимеры [16–18]. В них направляется лазерный импульс с длительностью, близкой к своему фурье-пределу. На выходе пластин лазерное излучение обладает фазовой модуляцией и уширенным спектром. Последующая коррекция фазы спектра обеспечивает сокращение длительности. Посткомпрессия может применяться многократно [13, 16, 19], в результате чего длительность импульса может быть уменьшена до одного периода осцилляций светового поля. Для импульсов длительностью в десятки

С.Ю. Миронов^(*), Е.А. Хазанов^(**)

Федеральный исследовательский центр "Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук", ул. Ульянова 46, 603155 Нижний Новгород, Российская Федерация
E-mail: ^(*) sergey.mironov@mail.ru, ^(**) efimkhazanov@gmail.com

Статья поступила 22 мая 2023 г.

фемтосекунд посткомпрессия была успешно реализована на выходе многих мощных лазерных систем (например, PEARL [14, 20], ALLS [21], CoReLS [22]), где были получены импульсы длительностью 10 фс и короче. Однако для импульсов длительностью в сотни фемтосекунд посткомпрессия продемонстрирована лишь в работе [23] в ослабленной реплике лазерного пучка.

Ещё более интересным и перспективным методом сокращения длительности импульсов является совмещение генерации второй гармоники и посткомпрессии: самомодуляция фазы происходит непосредственно в кристалле удвоителя частоты, а затем фаза спектра корректируется уже у импульса второй гармоники [24–26]. При таком подходе становится возможным преобразовать мощное инфракрасное излучение в видимый диапазон, что уменьшит размер лазерного пучка в фокусе, сократить длительность, увеличить пиковую мощность, увеличить интенсивность в фокусе, улучшить временной контраст. Для преобразования излучения во вторую гармонику сверхмощных лазерных импульсов, как правило, применяют нелинейный кристалл KDP, что обусловлено наличием технологии выращивания большеапертурных (20 см и более) элементов хорошего качества.

В настоящей работе рассмотрим особенности генерации второй гармоники в кристалле KDP и последующей посткомпрессии мощных лазерных импульсов применительно к двум случаям: исходный импульс 1) длительностью 20 фс с центральной длиной волны 800 нм или 910 нм и 2) длительностью 1000 фс или 300 фс с центральной длиной волны 1054 нм. В первом случае параметры соответствуют выходным параметрам большинства петаваттных лазеров [1–3] и практически всем проектам 100-петаваттных [4–9]. Реализация посткомпрессии импульса на второй гармонике позволит в этом случае модернизировать соответствующие установки, значительно увеличив мощность и фокальную интенсивность выходного импульса. Во втором случае речь идёт о принципиально другом подходе к архитектуре сверхмощных лазеров с длительностью импульсов порядка 10 фс: излучение неодимовых лазеров используется не как накачка параметрических усилителей или усилителей на Ti:сапфире, а непосредственно для генерации фемтосекундных импульсов. При этом узкополосность неодима компенсируется за счёт уширения спектра при посткомпрессии, а удвоение частоты (как будет показано ниже) для сверхмощных неодимовых лазеров представляется менее затруднительным. Таким образом, применительно к проектам 100-петаваттных лазеров, например, XCELS [9] или SEL-100PW [6–8], второй вариант представляет собой альтернативную концепцию, позволяющую достичь желаемой интенсивности в фокусе значительно более простым, компактным и дешёвым способом.

2. Особенности генерации второй гармоники в условиях проявления кубической нелинейности и линейных дисперсионных эффектов

Генерация второй гармоники мощных фемтосекундных лазерных импульсов в нелинейном кристалле ограничена рядом эффектов, таких как зависимость показателя преломления кристалла от длины волны, само- и кросс-воздействие волн, развитие мелкомасштабной самофокусировки, самоукручение переднего фронта импульса

из-за зависимости групповой скорости от интенсивности волны и др. Рассмотрим более подробно, к чему приводят такие паразитные эффекты, и обсудим методы их подавления.

Зависимость показателя преломления от длины волны — это линейный эффект, который в рассматриваемой задаче приводит к формированию у импульсов частотной модуляции, а также к различию групповых скоростей у волн первой и второй гармоники. Отметим, что фазовые скорости взаимодействующих волн совпадают (или по крайней мере близки между собой) в силу выполнения условия фазового синхронизма, являющегося необходимым для реализации процесса генерации второй гармоники. Различие групповых скоростей у волн первой и второй гармоник приводит к разбеганию импульсов во времени, что уменьшает эффективную длину взаимодействия, снижает эффективность преобразования и искажает временное распределение интенсивности. Зависимость групповой скорости от длины волны приводит к уширению импульса во времени, причём тем больше, чем шире его спектр. Влияние указанных эффектов пропорционально толщине кристалла. Однако уменьшение толщины кристалла при прочих неизменных параметрах может приводить к снижению эффективности преобразования. Отметим, что центральная длина волны импульса первой гармоники, равная 1034 нм, является выделенной для кристалла KDP, так как в данном случае наблюдается групповой синхронизм — равенство групповых скоростей у взаимодействующих импульсов. Импульсы с центральной длиной волны 1034 нм могут генерироваться с использованием активных сред, допированных ионами Yb^{+3} . В общем случае для оптимизации эффективности преобразования необходимо обеспечить правильное соотношение между эффектами, вызванными квадратичной и кубической нелинейностью, а также линейной дисперсией показателя преломления.

В режиме, когда параметры лазерного пучка такие, что вклад от эффектов квадратичной и кубической нелинейности соизмерим, удвоение частоты отличается от классического случая, т.е. когда в среде значимой является только квадратичная нелинейность. Кубическая нелинейность приводит к накоплению дополнительной, зависящей от времени (и пространства при неоднородных пучках) фазы. Эта фаза, называемая V-интегралом, присутствует как у волны первой, так и у волны второй гармоники и нарушает условия фазового синхронизма. Вклад в V-интеграл вносят и само-, и кросс-воздействие импульсов в среде с кубической нелинейностью. Величина V-интеграла зависит от интенсивности на входной границе кристалла, компонент тензора кубической нелинейности и линейно пропорциональна толщине кристалла. Важно отметить, что вклад от набираемого V-интеграла частично может быть скомпенсирован за счёт отстройки кристалла от направления синхронизма. Оптимальный угол взаимодействия импульсов зависит от пиковой интенсивности на входной границе кристалла. В первом приближении зависимость линейная [25]. В модели взаимодействия плоских монохроматических волн компенсация нелинейной расстройки с помощью линейной возможна практически в полной мере [24]. Однако в общем виде оптимальное направление распространения волн в нелинейном кристалле может быть найдено при численном решении системы связанных уравнений, описывающих процесс преобразования частоты, а при проведении

экспериментов — за счёт подстройки кристалла в критической к синхронизму плоскости.

Проявление кубической нелинейности при генерации второй гармоники также приводит к развитию мелко-масштабной самофокусировки [27, 28] в мощном лазерном пучке при его распространении в нелинейном кристалле. Суть явления заключается в росте амплитуд пространственных гармоник, попадающих в полосу усиления. Границы полосы усиления определяются пиковой интенсивностью и кубической нелинейностью кристалла. Борьба с этим паразитным эффектом основана на минимизации амплитуд, лежащих в полосе усиления, например, за счёт самофилтратии лазерного пучка при его распространении в свободном пространстве (вакууме). При достаточном расстоянии до кристалла пространственные гармоники выбегают из области сильного поля лазерного пучка и во времени [12, 29], и в пространстве [13, 30]. Отметим, что для лазерного излучения с пиковой интенсивностью ~ 10 ТВт см^{-2} опасные компоненты распространяются под углом в десятки миллирадиан к направлению распространения лазерного пучка [25]. Более подробно о методах борьбы с развитием мелко-масштабной самофокусировки в интенсивных фемто-секундных пучках см. работу [13].

Другой вызванный кубической нелинейностью паразитный эффект — самоукручение переднего фронта импульса — связан с зависимостью групповой скорости от интенсивности. Более интенсивная часть импульса в среде с положительным коэффициентом кубической нелинейности распространяется медленнее, чем его крылья. В результате происходит искажение формы импульсов, причём обеих гармоник, что также негативно влияет на эффективность генерации второй гармоники.

2.1. Численное моделирование генерации второй гармоники и посткомпрессии импульсов Nd:glass лазеров

Импульсы с энергией в сотни джоулей и больше длительностью 1000 фс рутинно получаются в Nd:glass лазерах при использовании стекла только одной марки. Достичь более коротких импульсов длительностью ~ 150 –300 фс можно с помощью комбинации силикатных и фосфатных стёкол с различными спектрами усиления [31–34].

Пространственный профиль пучка в сверхмощных лазерах обычно близок к плоскому. Временной профиль имеет сложный характер и определяется многими факторами, в частности, согласованностью работы системы стретчер-компрессор, используемыми усилителями, спектральными характеристиками оптических элементов лазерной системы. Пусть огибающая поля $A(t)$ на входной границе кристалла имеет вид

$$A(t) = A_{10} \exp \left[- \left(\frac{x^2 + y^2}{(D/2)^2} \right)^{2N} \right] F^{-1} \exp \left(- 2 \ln(2) \frac{\omega^2}{\Delta\omega^2} \right) + K \exp \left(- 2 \ln(2) \frac{\omega^2}{\Delta\omega^2} \right) \exp(i\varphi(\omega)),$$

где A_{10} — амплитуда импульса, F^{-1} — оператор обратного преобразования Фурье, K — коэффициент, определяющий уровень временного контраста, N — степень супергауссовости, $\varphi(\omega)$ — случайная спектральная фаза шума. Здесь предполагается, что ширина спектра шумовой компоненты $\Delta\omega$ совпадает с шириной спектра сигнала. Выберем для моделирования два варианта дли-

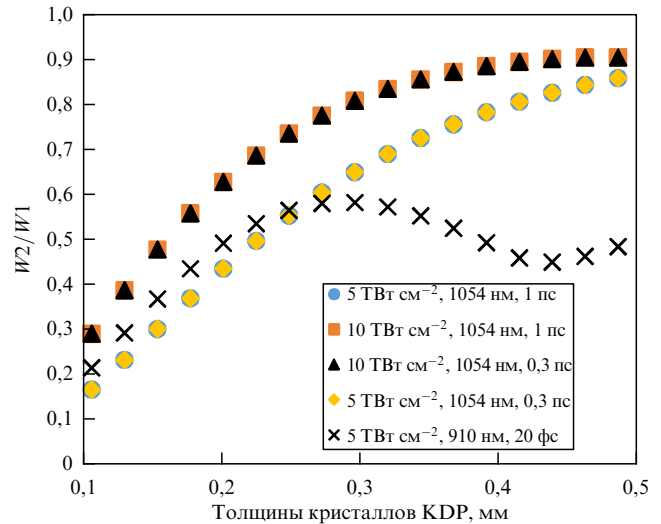


Рис. 1. Зависимости КПД преобразования во вторую гармонику для импульсов с пиковой интенсивностью 5 и 10 ТВт см^{-2} и длительностью 300 фс и 1000 фс с центральной длиной волны 1054 нм, а также 20 фс, 5 ТВт см^{-2} с центральной длиной волны 910 нм.

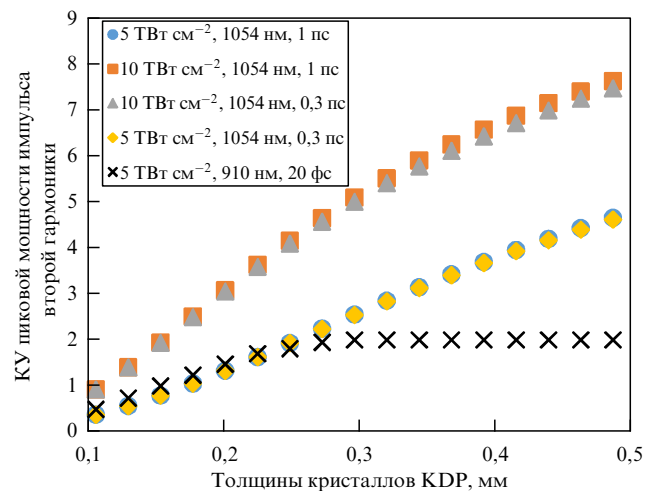


Рис. 2. Зависимости коэффициента увеличения мощности F от толщины кристалла.

тельности импульсов на первой гармонике — 1000 фс и 300 фс, $K = 10^{-3}$, диаметр пучка $D = 20$ см, $N = 2$.

Кроме длительности импульса ключевым параметром и для ГВГ, и для посткомпрессии является интенсивность. В неодимовых лазерах она ограничена обычно оптической стойкостью дифракционных решёток компрессора, однако после компрессора с помощью вакуумируемого зеркального телескопа интенсивность можно увеличивать вплоть до порога пробоя кристалла ГВГ. Будем считать максимально допустимой интенсивность 10 ТВт см^{-2} , но более предпочтительной и безопасной — 5 ТВт см^{-2} .

Результаты численного моделирования для указанных наборов параметров представлены на рис. 1–4. При моделировании численно решалась система квазиоптических связанных уравнений, которая учитывает пространственные эффекты: угловой снос необыкновенной волны, дифракцию, — дисперсионные эффекты: разбегание импульсов во времени, дисперсионное расплывание и проявление дисперсии третьего порядка, — нелинейные

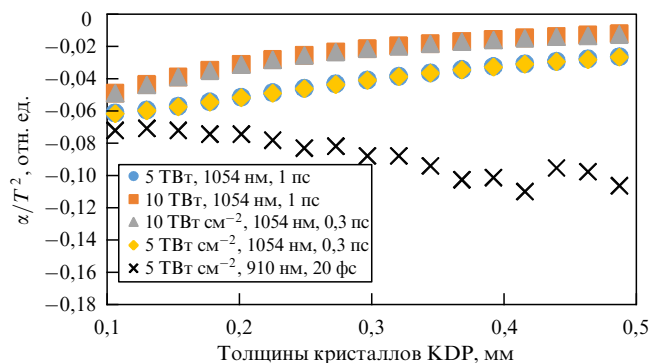


Рис. 3. Оптимальный параметр chirпирующих зеркал α/T^2 , необходимый для коррекции фазы спектра импульса второй гармоники.

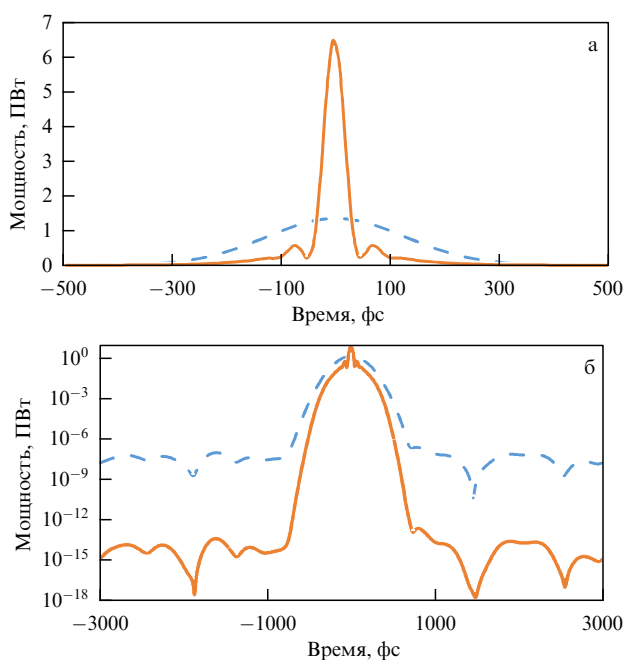


Рис. 4. Нормированные временные профили импульсов первой гармоники (штриховая кривая) и второй гармоники после временного сжатия (сплошная) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

эффекты: квадратичную (ГВГ) и кубичную (само- и кросс-воздействие импульсов) нелинейности. Пример таких уравнений (без учёта третьей дисперсии) представлен в работе [26]. Отметим, что для каждой толщины кристалла оптимизировался угол распространения лазерного пучка к оптической оси. Критерием оптимизации был наибольший энергетический КПД преобразования.

Согласно рис. 1 для кристаллов KDP толщиной до 0,5 мм при длительностях импульсов 300 фс и более КПД преобразования определяется пиковой интенсивностью, поскольку дисперсионные эффекты малы. В то же время для излучения с длительностью импульса 20 фс (центральная длина волны первой гармоники 910 нм) дисперсионные эффекты важны и приводят к снижению эффективности преобразования.

При указанных уровнях интенсивностей кубическая нелинейность кристалла KDP приводит к обогащению спектра импульса второй гармоники, что может быть использовано для дополнительного сокращения длительности и увеличения пиковой мощности при должной коррекции квадратичной составляющей фазы спектра.

Зависимости коэффициента увеличения мощности $F = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ (где $P_{\text{in,out}}$ — входная и выходная пиковая мощность) от толщины кристалла KDP приведены на рис. 2. В результате преобразования во вторую гармонику и коррекции фазы спектра пиковая мощность импульса второй гармоники, превышает пиковую мощность импульса первой гармоники даже несмотря на меньшую энергию импульса. При рассматриваемых параметрах поведение кривых определяется входной пиковой интенсивностью и практически не зависит от исходной длительности. При прочих равных параметрах большая пиковая интенсивность приводит к большему проявлению эффектов, связанных с кубической нелинейностью. В рассматриваемой задаче это в первую очередь уширение спектра, которое и определяет длительность импульса второй гармоники после временного сжатия.

Исходная длительность импульса первой гармоники влияет на значение оптимальной квадратичной дисперсии chirпирующих зеркал α , при которой достигается максимальная пиковая мощность. Для коррекции фазы спектра у импульсов второй гармоники, сгенерированных из более длинных импульсов на фундаментальной частоте, необходимо использовать chirпирующие зеркала с большим по абсолютному значению α . При этом комбинация параметров α/T^2 , где T — длительность спектрально-ограниченного импульса первой гармоники, является более универсальной, поскольку определяется лишь уровнем интенсивности на входе в выбранный нелинейный кристалл. Графики оптимальной квадратичной дисперсии α/T^2 приведены на рис. 3.

Для исходных импульсов 300 фс и 1000 фс значения $|\alpha|$ составляют десятки тысяч фс^2 . Важно отметить, что изготовление таких зеркал с апертурой 200 мм является сложной технологической задачей. Более того, такие зеркала должны содержать большое количество диэлектрических слоёв, что в свою очередь снижает их лучевую стойкость.

2.2. Увеличение временного контраста при генерации второй гармоники импульсов Nd:glass лазеров

Далее рассмотрим вопрос, связанный с увеличением временного контраста у импульсов второй гармоники после временного сжатия. При генерации второй гармоники временной контраст лазерного импульса на удвоенной частоте, как правило, выше, чем у исходного импульса. Рост временного контраста связан с нелинейностью процесса преобразования, а также с тем, что частоты шума, лежащие вне полосы удвоения частоты, не преобразуются в излучение второй гармоники.

В качестве примера на рис. 4 приведём временные профили импульсов первой и второй гармоник для одного из рассмотренных выше случаев (импульс первой гармоники 5 TWt см^{-2} , 300 фс, центральная длина волны 1054 нм, кристалл KDP толщиной 0,5 мм).

Временной контраст импульса второй гармоники увеличивается квадратично по отношению к временному контрасту исходного импульса первой гармоники. Физическое объяснение этого факта связано с тем, что процесс генерации второй гармоники, протекающий в ненасыщенном режиме, квадратичен по полю. Именно такая ситуация реализуется на крыльях импульса вдали от основного пика. Картина остаётся схожей и в случае, если исходный импульс первой гармоники обладает существенно меньшей (~ 20 фс) длительностью.

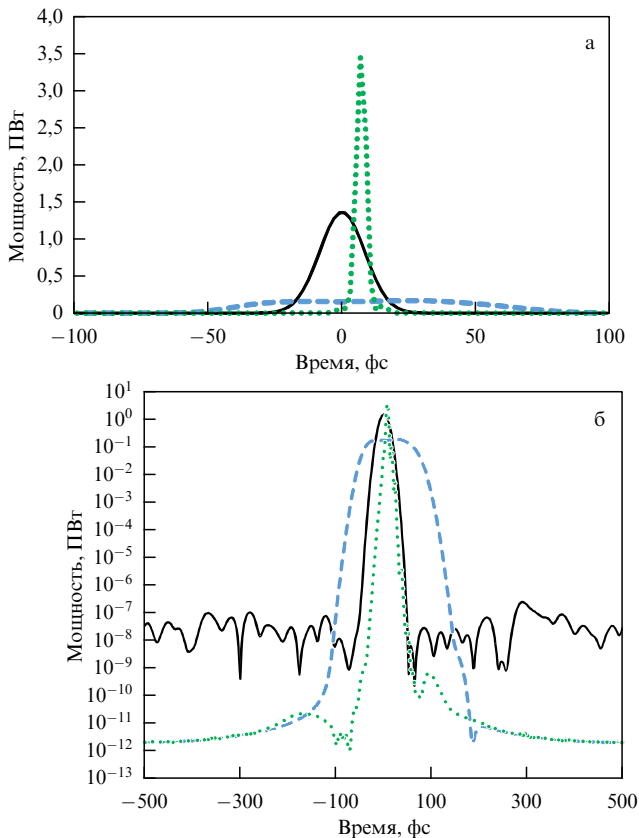


Рис. 5. Временные профили импульсов: исходный импульс (сплошная кривая), импульс на удвоенной частоте на выходе структуры из кристалла KDP (0,25 мм) и плавленного кварца (1 мм) (штриховая), импульс второй гармоники после временного сжатия (пунктирная). Линейный (а) и логарифмический масштаб (б).

3. Особенности генерации второй гармоники интенсивными ультракороткими импульсами

В настоящее время в большинстве лазерных установок петаваттного уровня мощности импульсы излучения имеют длительность десятки фемтосекунд и длину волны 800 нм или 910 нм. Для увеличения энергии в импульсе в первом случае используют лазерное усиление в кристаллах сапфира, допированных ионами титана, а во втором применяют неколлинеарное параметрическое усиление в кристаллах DKDP. Дисперсионные свойства кристалла KDP существенно отличаются для указанных длин волн. Так групповое разбегание импульсов первой и второй гармоник при конверсии 800(910) нм в 400(455) нм составляет 77(36) фс мм⁻², т.е. реализация удвоения на длине волны 910 нм существенно проще, безотносительно к влиянию кубической нелинейности. В частности, для исходного импульса с длительностью 20 фс и центральной длиной волны 800(910) нм использование кристаллов KDP более 0,26(0,56) мм приведёт к искажению временной формы лазерного излучения.

Изготовление большеапертурных (~ 20 см) кристаллов столь малой толщины в настоящее время является технологически не решённой задачей. В работе [9] было предложено следующее решение. Кристалл KDP толщиной ~ 2–4 мм или более наклеивается на пластину из плавленного кварца толщиной ~ 1 мм с использованием прозрачного клея. Далее поверхность кристалла KDP полируется до нужной толщины ~ 0,25 мм. После ГВГ

в кристалле KDP лазерный импульс на удвоенной частоте попадает в приклеенную пластину из плавленного кварца, где дополнительно уширяет спектр. Далее отражение от chirпирующих зеркал импульса второй гармоники позволяет скорректировать фазу спектра и сжать импульс во времени. Пример численного моделирования работы такой схемы для преобразования лазерного излучения с центральной длиной волны 910 нм, пиковой интенсивностью 5 ТВт см⁻² и исходной длительностью 20 фс представлен на рис. 5а, б.

Как видно из рис. 5, достигается одновременный рост и временного контраста, и пиковой мощности у импульса второй гармоники. Рост временного контраста несколько ниже, чем вторая степень от исходного, тем не менее выигрыш оказывается существенным. Более того, данный подход к генерации второй гармоники потенциально позволит сгенерировать в экспериментах лазерные импульсы видимого диапазона петаваттного уровня мощности с длительностью в несколько периодов светового поля. В частности, в рассмотренном примере длительность импульса второй гармоники после временного сжатия составляет ~ 4 фс.

4. Заключение

В работе рассмотрен вопрос об использовании генерации второй гармоники с последующим временным сжатием мощных лазерных импульсов для улучшения их временных характеристик. Удвоение частоты может быть реализовано в нелинейном кристалле KDP на выходе оптического компрессора. Процесс протекает в условиях влияния линейно-дисперсионных эффектов и эффектов, связанных с проявлением кубической нелинейности. Для импульсов с пиковой интенсивностью ~ ТВт см⁻², являющейся характерной для нефокусированных лазерных пучков, кристалл должен обладать субмиллиметровой толщиной. Для преобразования сверхкоротких лазерных импульсов длительностью ~ 10–20 фс необходимо также учитывать линейные дисперсионные эффекты. Минимизация их вклада требует дополнительного уменьшения толщины кристалла до значений 0,25–0,5 мм. Дополнительное использование chirпирующих зеркал после стадии удвоения частоты позволяет сократить длительность импульсов до единиц фемтосекунд. При этом наблюдается существенный рост временного контраста.

Данная концепция может быть успешно применена и к узкополосным пикосекундным лазерным импульсам неодимовых лазеров. В этом случае излучение неодимовых лазеров используется не как накачка параметрических усилителей или усилителей на Ti:сапфире, а непосредственно для генерации фемтосекундных импульсов, что значительно увеличивает эффективность лазерной системы. Такой подход является абсолютно новым и представляет собой альтернативную концепцию 10–100-петаваттных лазеров. Благодаря ему будет возможно достичь рекордной интенсивности на мишени, причём значительно более простым, компактным и дешёвым способом.

Благодарности. Работа выполнена в рамках НЦМУ "Центр фотоники", при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-315.

Список литературы

1. Danson C N et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54 (2019)
2. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
3. Li Z, Leng Y, Li R *Laser Photon. Rev.* **17** 2100705 (2023)
4. Kawanaka J et al. *Rev. Laser Eng.* **42** 179 (2014)
5. Bromage J et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **9** e63 (2021)
6. Peng Y et al. *Reza Kenkyu* **49** (2) 93 (2021)
7. Li Z, Kawanaka J *Rev. Laser Eng.* **49** 101 (2021)
8. Li Z, Kato Y, Kawanaka J *Sci. Rep.* **11** 151 (2021)
9. Хазанов Е А и др. *Квантовая электроника* **53** 95 (2023)
10. Blanchot N et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 124045 (2008)
11. Batani D et al. *Phys. Scripta* **2014** 014016 (2014)
12. Хазанов Е А *Квантовая электроника* **52** 208 (2022); Khazanov E A *Quantum Electron.* **52** 208 (2022)
13. Хазанов Е А, Миронов С Ю, Муру Ж *УФН* **189** 1173 (2019); Khazanov E A, Mironov S Yu, Mourou G *Phys. Usp.* **62** 1096 (2019)
14. Ginzburg V et al. *Opt. Express* **29** 28297 (2021)
15. Shaykin A et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **9** e54 (2021)
16. Mourou G et al. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **223** 1181 (2014)
17. Mironov S Yu et al. *Laser Phys. Lett.* **12** 025301 (2015)
18. Миронов С Ю и др. *Квантовая электроника* **47** 173 (2017); Mironov S Yu et al. *Quantum Electron.* **47** 173 (2017)
19. Ginzburg V et al., in *Proc. of the 2020 High Intensity Lasers and High Field Phenomena, HILAS — Part of OSA High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions Congress 2020*
20. Ginzburg V et al. *Phys. Rev. A* **101** 013829 (2020)
21. Fourmaux S et al. *Opt. Lett.* **47** 3163 (2022)
22. Kim J I et al. *Opt. Express* **30** 8734 (2022)
23. Bleotu P-G et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **11** e30 (2023)
24. Mironov S et al. *Appl. Opt.* **48** 2051 (2009)
25. Mironov S Yu et al. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **18** 7 (2012)
26. Миронов С Ю и др. *Квантовая электроника* **41** 963 (2011); Mironov S Yu et al. *Quantum Electron.* **41** 963 (2011)
27. Беспалов В И, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **3** 471 (1966); Vespalov V I, Talanov V I *JETP Lett.* **3** 307 (1966)
28. Гинзбург В Н и др. *Квантовая электроника* **40** 503 (2010); Ginzburg V N et al. *Quantum Electron.* **40** 503 (2010)
29. Shorokhov O, Pukhov A, Kostyukov I *Phys. Rev. Lett.* **91** 265002 (2003)
30. Mironov S et al. *Appl. Phys. B* **113** 147 (2013)
31. Gaul E W et al. *Appl. Opt.* **49** 1676 (2010)
32. Gaul E et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **717** 012092 (2016)
33. Martinez M et al. *Proc. SPIE* **5991** 59911N (2006)
34. Hawkes S et al., Central Laser Facility Annual Report 2003/2004 (Chilton: Central Laser Facility CCLRC Rutherford Appleton Laboratory, 2004) p. 169; <https://www.clf.stfc.ac.uk/Pages/ar03-04.pdf>

Post-compression of a second harmonic pulse: a way to increase the peak power and temporal contrast of ultrahigh-power laser pulses

S.Yu. Mironov^(*), E.A. Khazanov^(**)

Federal Research Center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS), ul. Ul'yanova 46, 603155 Nizhny Novgorod, Russian Federation
E-mail: ^(*) sergey.mironov@mail.ru, ^(**) efimkhazanov@gmail.com

We discuss the use of second harmonic generation (SHG) and subsequent temporal compression to increase the peak power and improve the temporal contrast ratio of pulses at the output of petawatt and multi-petawatt laser systems. Two ways to apply SHG are considered: directly to ultra-short pulses with central wavelengths of 910 nm and 800 nm, as well as to (sub)-picosecond pulses of neodymium lasers with energies up to 1 kJ. The second way is a new approach to producing sources of ultrahigh-power laser pulses of ultra-short duration in the visible wavelength range and may be used in all modern projects aimed at generating extreme light.

Keywords: second harmonic generation, time contrast, time post-compression

PACS numbers: **42.60.**–y, 42.65.Ky, 42.65.Re

Bibliography — 34 references

Received 22 May 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (1) 106–111 (2024)

Physics – Uspekhi **67** (1) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.05.039535>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.05.039535>