

аббераций пространственной структуры изображения. Пусть исходный объект выпуклый. Тогда удобно свести к минимуму искажения для точек изображения с поперечными координатами $x_s=0$, $y_s=0$ в координатной системе каждой отдельной голограммы. Это значит, что параметр аббераций (3) должен обращаться в нуль для $x_s=0$, $y_s=0$, т. е. поперечные координаты опорного источника должны удовлетворять условию:

$$y_R - x_R = (H_y^2 - H_x^2)(z_R^3/z_s^3 - 1)/6.$$

Пусть, к примеру, $z_R = z_s/2$. Тогда последнему условию удовлетворяют такие поперечные координаты опорного источника: $y_R^2 = 7H_x^2/48$; $x_R^2 = 7H_y^2/48$, отсчитываемые от центра каждой прямоугольной голограммы.

Таким образом, один из оптимальных путей уменьшения аббераций голографотомографического изображения и повышения его качества – использование так называемой синтезированной приемной апертуры, когда регистрирующая среда в совокупности представляет собой множество элементарных плоских голограмм, составляющих сложную пространственную поверхность.

1. Левин Г.Г., Вишняков Г.Н. Оптическая томография. М., 1989.
2. Милер М. Голография. Л., 1979.
3. Кухарчик П.Д., Сердюк В.М., Титовицкий И.А. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 82. № 2. С. 335.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.

Поступила в редакцию 24.11.2001.

Петр Дмитриевич Кухарчик – доктор технических наук, профессор, ректор Академии управления при Президенте Республики Беларусь.

Владимир Михайлович Сердюк – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник НИИ ПФП.

Иосиф Антонович Титовицкий – кандидат технических наук, заведующий лабораторией радиоголографии НИИ ПФП.

УДК 621.373

И.М. ГУЛИС, К.А. САЕЧНИКОВ

ВКР-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НА LiIO_3 С СИНХРОННОЙ НАКАЧКОЙ

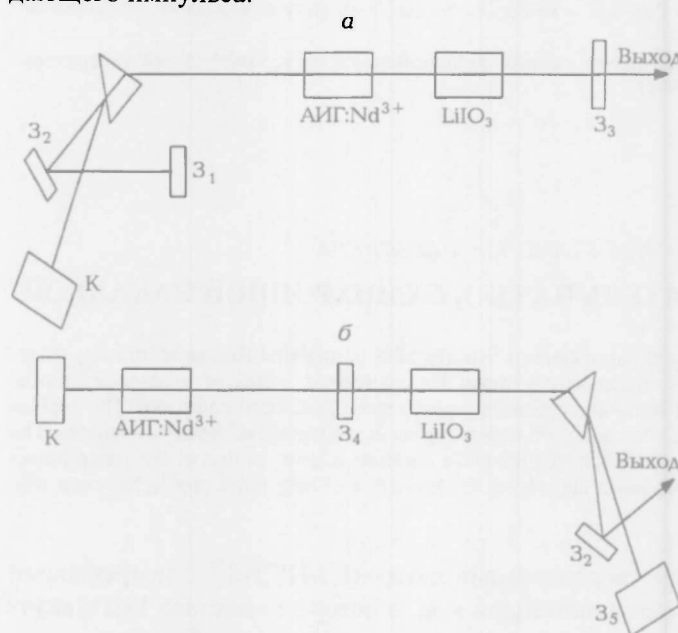
The generation schemes and parameters of Stokes SRS (stimulated Raman scattering) pulses in LiIO_3 -based SRS-lasers synchronously pumped by picosecond pulses of a passively mode-locked AYG:Nd³⁺ laser in the intra- and extracavity pump mode have been compared. The profiles of pump and SRS-pulses have been analyzed depending on the mismatch of the cavity lengths. The possibility for a considerable reduction of SRS-pulse duration relative to that of the pump pulses has been demonstrated. A mechanism underlying the formation of SRS-pulse profile has been considered.

В работах [1] описан твердотельный лазер на АИГ:Nd³⁺ с непрерывной накачкой и пассивной синхронизацией мод, в котором кристалл LiIO_3 внутри резонатора выполняет одновременно две функции: комбинационно-активной среды и нелинейного преобразователя частоты (в нем происходит суммирование компонент вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) с излучением основной частоты), в результате чего на выходе при соответствующих ориентациях кристалла вырабатывается излучение видимого диапазона спектра. Исследования структуры цугов пикосекундных импульсов показали [2], что цуг ВКР резко укорочен по сравнению с цугом

импульсов накачки. Причиной этого является не только истощение накачки за счет развития ВКР-преобразования, но и нарушение согласованности резонаторов для частот накачки и ВКР в случае несовпадения их оптических длин для данных частот вследствие дисперсии во внутрирезонаторных элементах. Оптимальной с точки зрения согласованности баз резонаторов явилась бы схема с независимыми резонаторами для накачивающего и ВКР-лазеров.

Настоящая работа посвящена исследованию и сопоставлению режимов и механизмов генерации стоксовых ВКР-импульсов в синхронно накачиваемых ВКР-лазерах на кристаллах LiIO_3 в двух вариантах: внутри- и вне-резонаторной синхронной накачки (СН).

Схемы экспериментальных установок представлены на рис. 1. Разработанный вариант схемы внутрирезонаторной СН (рис. 1 а) обеспечивает возможность независимого изменения базы резонатора для ВКР-излучения при постоянной базе резонатора для излучения накачки (основная частота АИГ: Nd^{3+}) за счет пространственного разделения пучков при помощи дисперсионного элемента. Повышение эффективности преобразования достигается за счет использования высокой внутрирезонаторной мощности накачивающего лазера и коллинеарного совмещения пучков накачки и ВКР в кристалле LiIO_3 . Было получено ВКР-рассеяние на фононной моде 820 см^{-1} . Эффективность преобразования основного излучения лазера накачки в ВКР-компоненту составила $\sim 20\%$. В данном варианте схемы часть энергии импульса накачки переходит в излучение ВКР-компоненты, что при последовательных обходах основного резонатора деформирует фронт возбуждающего импульса.



На рис. 1 б показан оптимальный вариант схемы вне-резонаторной СН. Для обеспечения устойчивой работы лазера в резонаторах использованы глухие зеркала с радиусом кривизны 1,5 м. Селективное зеркало Z_4 , связывающее резонаторы накачивающего и накачиваемого лазеров, пропускает 50 % излучения накачки (1,064 мкм) и отражает 90 % излучения ВКР в широкой спектральной области. Для снижения лучевой нагрузки на кристалл он устанавливается

Рис. 1. Схемы экспериментальных установок для получения дискретно-перестраиваемого ВКР-излучения с а – внутри- и б – вне-резонаторной СН.

К – кювета с насыщающимся поглотителем в контакте с глухим зеркалом; Z_1, Z_2, Z_3 – глухие зеркала для ВКР-компонент; $Z_3 - R = 91\%$ для 1,06 мкм и 10 % для 1,16 мкм; $Z_4 - R = 50\%$ для 1,06 мкм и 90 % для ВКР-компонент

между зеркалом Z_4 и призмой ВКР-резонатора вне области перетяжки пучка. Использование призмы позволяет развязать резонаторы накачивающего и ВКР-лазеров и производить настройку резонатора на отдельные ВКР-компоненты. Перестройка частоты излучения ВКР-преобразователя осуществляется поворотом зеркала Z_5 . Преобразованное ВКР-излучение выводится из резонатора призмой и зеркалом Z_2 . Такая схема (см. рис. 1 б) обеспечивает накачку ВКР-среды импульсами основной частоты лазера накачки с недеформированным профилем. Анализ частот полученного преобразованного ВКР-излучения с использованием результатов работ [3] показал, что ВКР-рассеяние осуществляется на фоновых частотах 820, 171 и 87 см^{-1} при соответствующей настройке дисперсионного резонатора. Отметим, что для схемы с внутррезонаторным ВКР-преобразователем рассеяние на модах 171 и 87 см^{-1} не наблюдалось вследствие экспериментальных трудностей, связанных с геометрической компоновкой схемы.

Для двух вариантов схем с использованием метода неколлинеарной генерации второй гармоники измерены кросс-корреляционные и автокорреляционные функции интенсивности (сложение импульсов второй гармоники излучения ВКР с основной частотой, сложение импульсов второй гармоники ВКР) и исследована зависимость длительности ВКР-импульсов от рассогласования баз резонаторов $\Delta l = l_{\text{нак}} - l_{\text{ВКР}}$ (рис. 2). Видно, что для схемы с внутррезонаторным расположением кристалла минимальные длительности импульсов ~ 5 пс достигаются при $L_{\text{ВКР}} > L_{\text{нак}}$, при этом область устойчивости режима генерации ВКР составляет ~ 3 мм, а область минимальных значений длительностей импульсов – $\sim 0,5$ мм. При $L_{\text{ВКР}} < L_{\text{нак}}$ импульсы ВКР удлиняются, однако режим генерации остается устойчивым. При длительностях накачивающих импульсов ~ 40 нс минимальные длительности ВКР импульсов ~ 5 пс. При более высоких добротностях резонатора импульсы удлиняются до 15 пс, а импульсы накачки в этих режимах также увеличиваются до ~ 100 нс, область устойчивости режима расширяется до 10 мм.

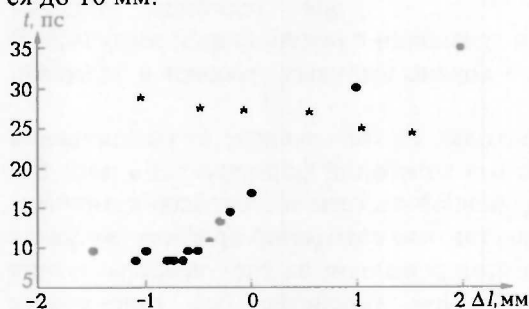


Рис. 2. Зависимость длительностей ВКР-импульсов, определяемых путем измерения полуширин автокорреляционных функций интенсивности, от величины рассогласования баз резонаторов. Δl для схем с внутррезонаторным (•) и внерезонаторным (*) расположением кристалла LiIO_3

Для схемы с внерезонаторной СН (см. рис. 2) область устойчивости режима генерации составляет ~ 1 мм возле положения с $\Delta l = 0$ мм, принятого условно (максимальная мощность и стабильность ВКР-генерации). В данном случае длительности импульсов ВКР-излучения достигают ~ 25 пс и существенным образом не меняются в пределах устойчивой работы лазера.

На рис. 3 (кривые 1) представлены результаты измерений кросс-корреляционных функ-

ций при сложении короткого импульса второй гармоники ВКР и импульса накачивающего лазера для схемы внутррезонаторной СН. Обнаружено резкое изменение профиля импульса накачки в процессе развития ВКР (формирование провала и резкого фронта), определяемое степенью рассо-

гласования баз резонаторов лазера накачки и ВКР. Аналогичные эффекты для газовой ВКР-среды рассматривались ранее в [4]. На этом же рисунке приведены формы кросс-корреляционных функций импульсов ВКР (кривые 2). Рис. 3 б соответствует равенству баз резонаторов лазера накачки и ВКР.

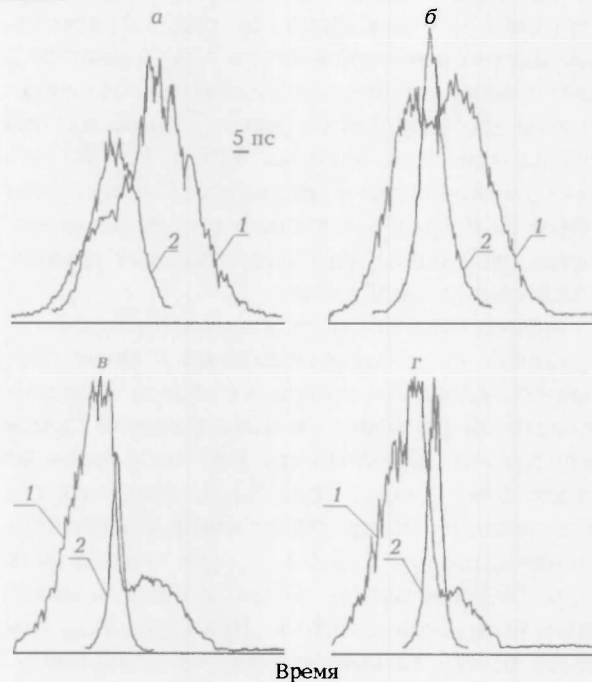


Рис. 3. Вид кросс-корреляционных функций импульсов излучения лазера накачки – 1 и ВКР-лазера – 2, измеренных при разной длине базы Δl ВКР-резонатора: а – 2, б – 0, в – (-1), г – (-1,5) мм

На основе полученных экспериментальных результатов можно предложить динамику процесса формирования импульсов ВКР. На начальном этапе формирования пикосекундных импульсов в резонаторе мощность импульсов меньше пороговой для развития ВКР. Когда в нелинейный кристалл приходит импульс накачки с интенсивностью выше пороговой, в среде формируются когерентные колебания, развитие которых (нестационарный режим ВКР) несколько запаздывает относительно накачки. Так как длительность импульса накачки больше типичных значений времени фазовой релаксации среды (единицы пикосекунд), это запаздывание невелико в сравнении с полушириной импульса. В результате импульс ВКР несколько короче импульса накачки и задержан относительно накачки по времени.

При втором и последующих проходах картина зависит от соотношения баз резонаторов. Импульс когерентных колебаний формируется в поле бигармонической накачки (импульс основной частоты и стоксовой компоненты). Важным является то обстоятельство, что временной профиль импульса основной частоты оказывается деформированным за счет преобразования энергии в стоксову компоненту. При равенстве баз резонаторов (см. рис. 3 б) вследствие указанного искажения временной профиль амплитуды когерентных колебаний смещается в область меньших времен, импульс ВКР на этом проходе формируется в области перекрытия крутого спада импульса накачки и сдвинутого по времени импульса ВКР от первого прохода. На третьем и последующих проходах за счет усиления деформации импульса накачки его спадающий фронт и далее сдвигается в область меньших времен, одновременное сокращение импульса ВКР и увеличение крутизны спада импульса накачки прогрессивно уменьшают длительность ВКР-импульса на последующих проходах. Результирующая картина наложения всех импульсов накачки (которая регистрируется кросс-корреляционной функцией) изображена на рис. 3 (кривые 1).

При $L_{ВКР} > L_{нак}$ (рис. 3 в, г) импульс ВКР с запазданием приходит на крутой спадающий фронт деформированного импульса накачки, что способствует более быстрому сокращению длительностей, однако при этом режим может становиться неустойчивым из-за прогрессивного запаздывания импульса ВКР на последующих проходах. Это коррелирует с постепенным укорачиванием наблюдающихся цугов импульсов ВКР. Импульс накачки при этом сильнее истощается в области больших времен.

При $L_{ВКР} < L_{нак}$ (рис. 3 а) импульс ВКР приходит с опережением импульса накачки и не срабатывает обсуждавшийся выше механизм сокращения с участием крутого фронта деформированного импульса накачки. Длительность импульсов ВКР при этом возрастает по мере увеличения рассогласования баз резонаторов.

Таким образом, полученные результаты показывают, что наиболее короткие импульсы ВКР получаются в схеме с внутриврезонаторным расположением кристалла (см. рис. 1 а), а основой механизма сокращения длительностей ВКР-импульсов при накачке относительно длительными (десятки пикосекунд) импульсами является резкая деформация импульса накачки за счет преобразования энергии в стоковом компоненту, что на последовательных обходах резонатора приводит к возбуждению когерентных колебаний среды в поле бигармонической накачки сдвинутыми по времени импульсами.

В варианте внерезонаторной СН деформации импульсов накачки не происходит, обсуждавшийся выше механизм сокращения длительностей не работает, длительности импульсов (см. рис. 2) оказываются больше, чем для случая схемы с внутриврезонаторной СН при оптимальном согласовании баз.

1. Бельский А.М., Гулис И.М., Саечников К.А. и др. // Квант. электрон. 1992. Vol. 19. № 8. P. 769; 1994. Vol. 21. № 8. P. 767; 1994. Vol. 21. № 3. P. 371; 1995. Vol. 22. № 8. P. 841.

2. Гулис И.М., Саечников К.А. // III Международная конференция по лазерной физике и спектроскопии: В 2 т. Гродно, 1997. Т. 1. С. 84.

3. Claus R., Schrotter H. W., Hacker H. H. et al. // Z. Naturforsch. 1969. Vol. 24A. P. 1733; 1970. Vol. 25A. P. 306.

4. Апанасевич А., Запороженко Р.Г., Орлович В.А. и др. // Квант. электрон. 1989. Vol. 16. № 5. P. 1009.

Поступила в редакцию 09.11.2001.

Игорь Михайлович Гулис – доктор физико-математических наук, профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии.

Константин Алексеевич Саечников – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики БГПУ им. М. Танка.

УДК 534

А.В. НОВИЦКИЙ, Л.М. БАРКОВСКИЙ, А.Н. ФУРС

ОСОБЕННОСТИ ТЕНЗОРНЫХ ГЕОМЕТРООПТИЧЕСКИХ РЯДОВ В СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Tensor series of geometrical optics is considered in anisotropic one-dimensional media. Tensor eikonal equation, the solution of Maxwell equations in geometro-optical approximation and transfer equations are obtained. The calculations are fulfilled in a particular case of isotropic stratified medium, and a possibility for the coincidence of approximate solution with an exact solution of Maxwell equations is investigated.