

15. Plekara A. APPL. Phys Lett., 13, 225 (1963).
16. Гора В. Д., Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. КЭ. 7. 720 (1980).
17. Мурадян А. Ж. КЭ, 13, 1935 (1986).
18. Мурадян А. Ж. ЖЭТФ. 92, 1978 (1987).
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука. 1967. § 48.
20. Арутюнян В. М., Кансцяк Е. Г., Чалтыкян В. О. Препринт ИФИ—71—02. Ереван. 1971, с. 30.

ՄԻՋԻՆՇԱՌԱՎԻՂԸ, ԱՐԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԸ ԵՎ ԲԵՎԵՌՍՅՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱՅՈՂՈՒՄԱՑՄԱՆ ԳԵՊՔՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Էլեկտրիկ բևեռացված լույսի ուղղանոսային ինքնաֆոկուսացումը քննարկված է ադիաբատիկ փոխադրեցության պայմաններում, $1/2-1/2$ (միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության n_2 զծայնության ճշգրիտ հաշվառումով) և $1/2-3/2$ (Կերրի մոտավորությամբ) օպտիկական անցումների համար: Առաջին դեպքում ստացված են լուսային փնջի միջին քառակուսային շառավղի, ալիքային ճախարի կորություն և բևեռացման փոփոխության օրինաչափությունները: Երկրորդ դեպքի համար ստացված են բացահայտ արտահայտություններ ինքնաֆոկուսացված շեմի և կրկարության համար:

THE MEAN RADIUS, WAVEFRONT AND POLARIZATION UNDER RESONANT SELF-FOCUSING

A. ZH. MURADYAN

Resonance self-focusing of polarized radiation at optical transitions $1/2-1/2$ (allowing for the saturation of nonlinearity) and $1/2-3/2$ (in Kerr approximation) has been investigated. The root-mean-square radius, the wavefront curvature and polarization of intense beam of light (for the first case) as well as the length and threshold of self-focusing (for the second case) are calculated. It is obtained that in the regime of quasi-waveguide propagation, the rate of rotation of principal axes of the polarization ellipse at the removal of beam from the axis lose the periodicity, and the eccentricity of the ellipse periodically changes.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 22—29 (1992)

УДК 621.373.826.038.825.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННО-НАКАЧИВАЕМОГО ВКР-ЛАЗЕРА ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ДИСКРЕТНОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ В ОБЛАСТИ 1,140—1,153 мкм

Г. Г. ГРИГОРЯН, С. Б. СОГОМОНЯН

Институт физических исследований Арменики
(Поступила в редакцию 15 апреля 1991 г.)

Исследованы временные и энергетические характеристики синхронно-накачиваемого ВКР-лазера на кристалле $LiIO_3$ с дискретной перестройкой длины волны излучения. Изменением геометрии рассеяния по-

лучена генерация на длинах волн 1,140; 1,144; 1,153 мкм. Реализована «одновыстрельная» методика согласования длин резонаторов ВКР-лазера и лазера накачки, обеспечивающая относительную точность не хуже 10^{-4} . Разработана и реализована методика измерения задержки между стоксовыми и возбуждающими импульсами в каждой вспышке лазера с точностью не хуже 1 пс. Найдено, что временной разброс между стоксовыми и возбуждающими импульсами не превышает ± 3 пс.

Одним из эффективных источников ультракоротких импульсов света является синхронно накачиваемый ВКР-лазер (лазер на основе вынужденного комбинационного рассеяния) [1—3]. Интерес к этому типу лазеров обусловлен возможностью дискретной перестройки частоты излучения в широкой области спектра, с достаточно высокой эффективностью преобразования, малой расходимостью излучения. Впервые ВКР-лазер с синхронной накачкой был описан в работе [1], где было продемонстрировано существенное сокращение длительности генерируемых импульсов по сравнению с возбуждающими. Активной средой этого лазера служил бензол. В работе [3] нами был реализован синхронно накачиваемый ВКР-лазер на кристалле LiIO_3 , генерирующий импульсы длительностью ~ 1 пс на длине волны 1,144 мкм. Была найдена зависимость длительности стоксовых импульсов от расстройки длины резонатора ВКР-лазера. При согласованной длине резонатора достигается 7—8-кратное сокращение их длительности по сравнению с импульсами накачки.

В настоящей работе осуществлена дискретная перестройка частоты излучения ВКР-лазера путем изменения геометрии рассеяния в случаях поляритонного и фононного ВКР. Исследованы временные и энергетические характеристики ВКР-лазера на трех длинах волн генерации в зависимости от расстройки длин резонаторов. Для этой цели разработаны и реализованы корреляционные методики, основанные на неколлинеарном смещении частот в нелинейном кристалле.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

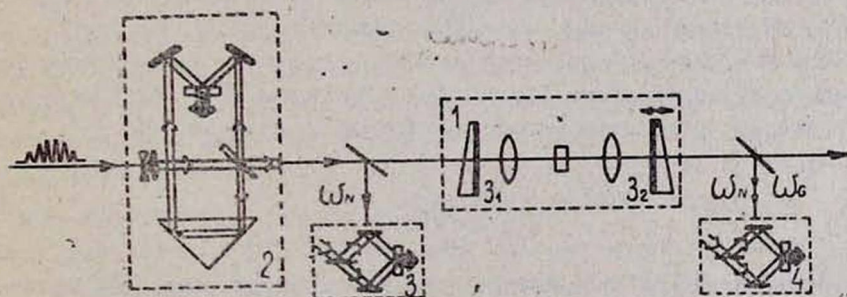


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1—ВКР-лазер, 2—коррелятор для согласования длин резонаторов, 3, 4—измерители длительности импульсов.

Активным элементом ВКР-лазера, который описан в работе [3], служил кристалл LiIO_3 Y или Z среза длиной 10 мм. В геометрии рассеяния у (х, х) у ВКР развивалось на е-поляритонах, связанных с колеба-

пикс 795 см^{-1} симметрии $A(z)$. Генерация осуществлялась на длине волны первой стоксовой компоненты ($\lambda_c = 1,144 \text{ мкм}$) с частотным сдвигом 746 см^{-1} . Поворотом кристалла Y-среза вокруг направления распространения излучения накачки (оси резонатора ВКР-лазера) реализовывалась геометрия рассеяния у $(z, z)u$, а генерация осуществлялась на волны первой стоксовой компоненты ($\lambda_c = 1,144 \text{ мкм}$) с частотным сдвигом 715 см^{-1} . В геометрии рассеяния $z(x, x)z$ ВКР развивалось на фоновых 815 см^{-1} , а длина волны генерации составляла $1,153 \text{ мкм}$. Спектральные характеристики стоксового излучения контролировались дифракционным спектрографом ДФС-8. Ввиду простоты регистрировался спектр второй гармоники стоксового излучения, для чего оно пропусклось через широкополосный удвоитель со спектральной шириной синхронизма $\sim 120 \text{ см}^{-1}$. Возбуждающее и стоксово излучения, разнесенные призмой из стекла ТФ-5, детектировались коаксиальными фотоэлементами ФК-26 и осциллографом С7-19. Контроль длительности стоксовых и возбуждающих импульсов осуществлялся «одновыстрельными» автокорреляционными измерителями длительности (3, 4) на основе метода пучка второй гармоники (ПВГ) [4, 5] с временным разрешением $0,2 \text{ пс}$. Режим синхронной накачки требует точного согласования оптических длин резонаторов лазера накачки и ВКР-лазера. Для этой цели использовался вспомогательный «одновыстрельный» коррелятор на основе метода ПВГ. Измерение расстройки резонаторов с помощью этого коррелятора основано на явлении интерференционного перераспределения энергии в сечении пучка второй гармоники (ВГ) при его распространении [6, 7]. Согласно этим работам, пространственная когерентность излучения ВГ, генерируемой при неколлинеарном взаимодействии двух пучков конечной апертуры, обладает специфическими свойствами симметрии, состоящими в следующем. Пучок ВГ имеет плоскость симметрии, которая перпендикулярна плоскости, содержащей волновые векторы взаимодействующих волн. Эта плоскость симметрии представляет собой геометрическое место точек пространства, где задержка между двумя импульсами основной частоты равна нулю. При равенстве оптических путей двух импульсов эта плоскость нулевой задержки проходит через геометрический центр пучка ВГ. При наличии разности хода ΔX плоскость симметрии смещается от геометрического центра на величину ΔZ [7].

$$\Delta Z \approx \frac{\Delta X}{2 \cdot n \cdot \sin \varphi / 2}, \quad (1)$$

где φ — угол между волновыми векторами излучения основной частоты в кристалле, n — показатель преломления кристалла для излучения основной частоты. Точки в сечении пучка ВГ, симметричные относительно указанной плоскости, обладают высокой степенью пространственной когерентности независимо от свойств когерентности излучения основной частоты. Вследствие этого в дальней зоне поперечного распределения энергии пучка ВГ наблюдается узкий интерференционный максимум, положение которого соответствует плоскости симметрии и определяется задержкой между импульсами.

Измерение расстройки резонаторов с помощью вспомогательного коррелятора (2) осуществлялось следующим образом. Резонатор ВКР-лазера вводился в одно из плеч коррелятора. На расстоянии 60 см от кристалла регистрировалось поперечное распределение энергии ВГ, генерируемой двумя соседними импульсами дуга накачки, отраженными от выходного зеркала Z_2 ВКР-лазера и делительной пластины коррелятора (n -ым и $n+1$ -ым импульсами соответственно). При равенстве длин резонаторов ВКР-лазера и лазера накачки разность хода между соседними импульсами дуга равна нулю и интерференционный максимум в распределении ВГ проходит через его геометрический центр. Расстройка длин резонаторов на величину ΔL приводит к разности хода $\Delta X = 2\Delta L$ между соседними импульсами, вследствие чего интерференционный максимум смещается от геометрического центра на величину $\Delta Z \approx \frac{\Delta L}{n \cdot \sin \varphi/2}$

согласно формуле (1). Таким образом, по смещению интерференционного максимума в кросскорреляционной картине двух соседних импульсов дуга накачки можно определить расстройку длин резонаторов за одну лазерную вспышку. Для нашего случая ($\lambda = 1,054$ мкм) $\Delta L \approx 0,6 \Delta Z$. Достигнута точность определения расстройки ≈ 180 мкм, что обусловлено погрешностью измерения смещения интерференционного максимума. Для сравнения отметим, что выравнивание резонаторов по максимуму кросс-корреляционной функций за серию вспышек [3] обеспечивала точность порядка 300 мкм.

Для определения временной задержки между стоксовыми и возбуждающими импульсами нами разработана методика на основе интерференционного перераспределения энергии в пучке суммарной частоты. С этой целью было исследовано поперечное распределение энергии в пучках суммарной частоты (СЧ) $\omega_s = \omega_H + \omega_c$, генерируемых при неколлинеарном взаимодействии возбуждающего (ω_H) и стоксова (ω_c) излучений. Оказалось, что интерференционный максимум отчетливо наблюдается и в этом случае и его положение определяется задержкой между импульсами. Геометрия взаимодействия для неколлинеарной генерации СЧ показана на рисунке 2. На вход коррелятора (4) поступают возбуждающее и стоксово излучения, распространяющиеся в одном направлении. Как видно из векторной диаграммы рис. 2 при неколлинеарном взаимодействии двух реплик этих излучений в нелинейном кристалле генерируются два пучка СЧ K_s^I и K_s^{II} . Аналогично описанному выше случаю ВГ, при нулевой задержке между стоксовым и возбуждающим импульсами плоскости нулевой задержки проходят через геометрические центры пучков СЧ (рис. 3а) в точно настроенном корреляторе, в разбалансированном корреляторе плоскости нулевой задержки в обоих пучках смещаются в одну сторону от центра (рис. 3б) (возбуждающий и стоксовый импульсы проходят в I плече больший оптический путь). При наличии задержки между стоксовым и возбуждающим излучениями, плоскости нулевой задержки в двух пучках СЧ смещаются в противоположные стороны от центра (рис. 3в, г). Причем направле-

ние смещения (вовнутрь или наружу) определяет знак задержки. При симметричном падении взаимодействующих волн на кристалл и малом различии частот, углы их преломления можно считать одинаковыми

$\Psi_H \simeq \Psi_c = \Psi$ (для $\lambda_H = 1,054$ мкм и $\lambda_c = 1,14$ мкм, $\Psi_H = 19^\circ 53'$, $\Psi_c = 19^\circ 55'$). Кроме того, можно пренебречь различием групповых скоростей $U_H \simeq U_c = \bar{U}$ ($U_c/\bar{U}_H \sim 1,0027$). При этих упрощающих предположениях зависимость между величиной смещения Z_Σ интерференционного максимума и временной задержкой τ между импульсами приближенно выражается формулой $\tau \simeq \frac{2 \cdot \sin \Psi}{U} \cdot Z_\Sigma$.

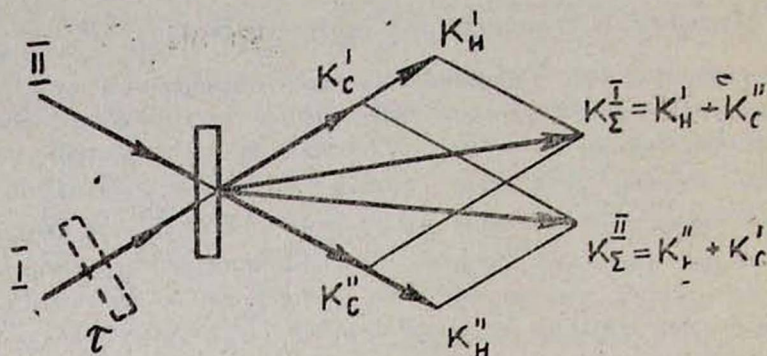


Рис. 2. Схема генерации двух пучков СЧ.

Оценка показывает, что при толщине нелинейного кристалла в 2 мм погрешность в определении задержки между импульсами, обусловленная допущенными приближениями, не превышает 0,1 пс. Для калибровки временной развертки $\tau(Z_\Sigma)$ в одно из плеч коррелятора вводилась 2 мм пластинка из стекла К-8 (разбалансированный коррелятор). Ожидаемое по формуле смещение равно 0,78 мм, измеренное значение составляло $(0,8 \pm 0,3)$ мм. С помощью этой методики измерялась задержка между импульсами ВКР-лазера и лазера накачки в каждой вспышке. Для этого коррелятор (4) настраивался на генерацию СЧ $\omega_\Sigma = \omega_H + \omega_c$ и регистрировалось поперечное распределение энергии в пучках СЧ на расстоянии $\simeq 20$ см от нелинейного кристалла. На рисунке 4 приведены результаты измерения задержки для случая, когда стоксовый импульс отстает от возбуждающего на $(2 \pm 0,1)$ пс. Как видно из микрофотограмм, интерференционные максимумы в распределениях энергии двух пучков смещены вовнутрь от их геометрических центров. В результате многочисленных экспериментов установлено, что временной разброс между стоксовыми и возбуждающими импульсами не превышает ± 3 пс. Величина и знак задержки носят случайный характер и не зависят от конструкции длин резонаторов.

Настройкой корреляторов (3) и (4) на генерацию ВГ возбуждающего и стоксового излучений соответственно контролировалась длитель-

ность импульсов накачки и генерации ВКР-лазера. Сокращение длительности стоксовых импульсов по сравнению с возбуждающими, отмеченное в [3], наблюдалось для всех исследованных геометрий рассеяния при нулевой расстройке длин резонаторов. Минимальная наблюдаемая нами длительность стоксовых импульсов составляла $(1 \pm 0,2)$ пс

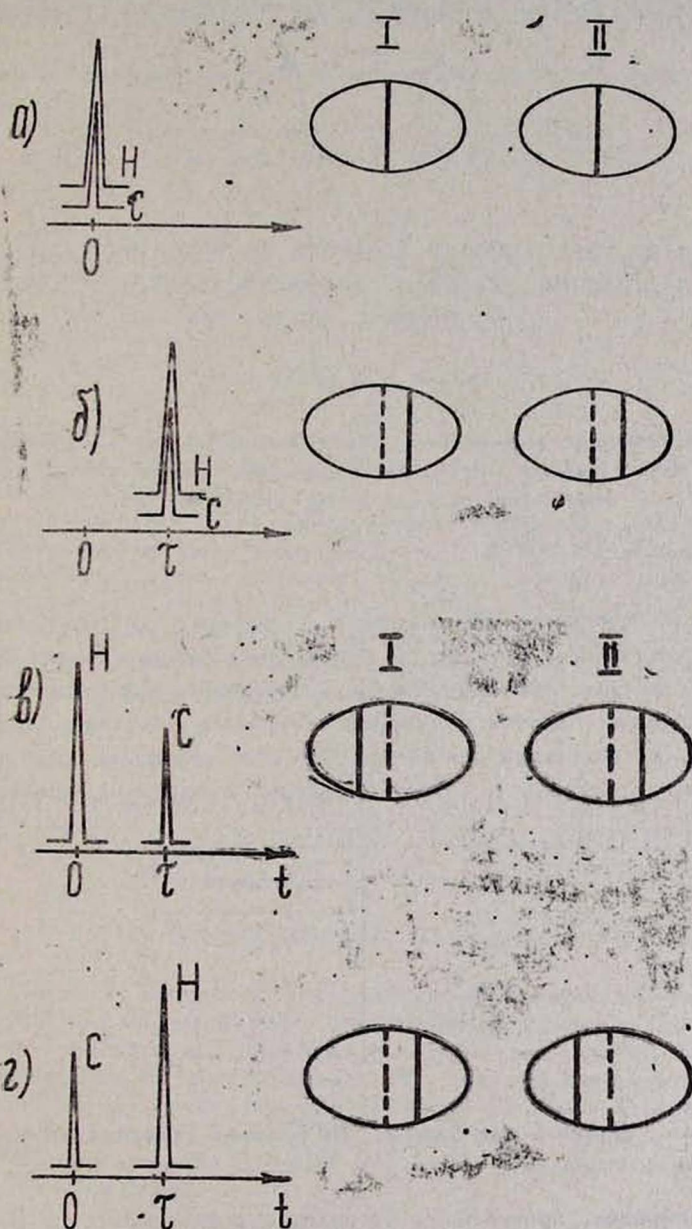


Рис. 3. Положения интерференционных максимумов в сечениях пучков СЧ (пунктир — геометрический центр пучка): а — задержка между импульсами отсутствует, в — отстает стоксовый импульс, г — отстает возбуждающий импульс (а, в, г — точно настроенный коррелятор), б — задержка между импульсами отсутствует, разбалансирован коррелятор.

и соответствовала 8-кратному сокращению возбуждающих импульсов. Осциллографические измерения показали, что излучение ВКР-лазера представляет собой пук примерно из 25 импульсов, огибающая которого (~ 170 нс) несколько короче огибающей пуга накачки (~ 200 нс). Форма огибающей пуга выходного излучения практически не зависела от расстройки резонаторов вплоть до срыва генерации и повторяла форму огибающей пуга накачки. Энергия излучения накачки поддерживалась

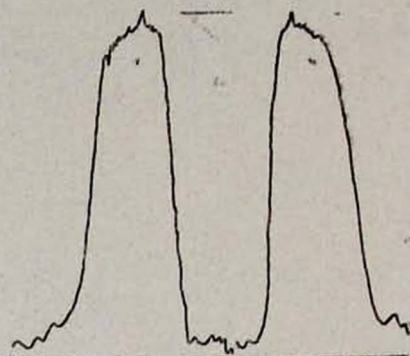


Рис. 4. Микрофотограммы поперечных распределений интенсивности в пучках СЧ. Смещение максимумов относительно центров на 0,48 мм соответствует задержке между импульсами 2 пс.

вблизи порога генерации ВКР-лазера и составляла примерно 1 мДж для геометрии рассеяния $y(x, x)y$, а при геометриях рассеяния $y(z, z)y$ и $z(x, x)z$ составляла примерно 2 мДж. Измерение эффективности преобразования энергии накачки в энергию стоксового излучения при указанных геометриях рассеяния производилось при настройке резонатора на минимальную длительность. Были получены следующие значения.

длина волны	эффективность
1,14	8%
1,144	12%
1,153	10%

Спектральная ширина излучения ВКР-лазера составляла $\sim \text{см}^{-1}$ для всех длин волн генерации.

Таким образом, проведенные исследования показали, что ВКР-лазер может служить эффективной приставкой к твердотельным лазерам, позволяющей укорачивать импульсы выходного излучения и дискретно изменять длину волны. Отметим также, что использование ВКР на наклонных поляритонах позволяет осуществить и плавную перестройку частоты [8].

1. Colles M. J. Appl. Phys. Letts., 19, 23 (1971).
2. Нехаенко В. А., Першин С. М., Подшивалов А. А. Квантовая электроника, 13, 453 (1986).
3. Григорян Г. Г., Согомонян С. Б. Квантовая электроника, 16, 2180 (1989).
4. Janszky J., Corradi G., Gyuzalian R. N., Opt. Commun., 23, 293 (1977).
5. Gyuzalian R. N., Sogomonian S. B., Horvath Z. G. Opt. Commun., 29, 239 (1979).
6. Arakelian S. A., Gyuzalian R. N., Sogomonian S. B. Opt. Commun., 44, 67 (1982).
7. Согомонян С. Б. Кандидатская диссертация, Аштарак, 1982.
8. Гюзальян Р. Н. и др. Препринт ИФИ—76—27, Ереван, 1976.

1,140—1,135 ՄԿՄ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԳԻՍԿՐԵՏ ՎԵՐԱԼԱՐՎՈՂ,
ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐ ԱՐՁԱԿՈՂ, ՄԻՆԵՐՈՆ—ՄՂՎՈՂ
ՍԿՑ-ԼԱՋԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Գ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ Ս. Բ. ՍՈԳՈՄՈՆՅԱՆ

Հետազոտված են LiIO_3 բյուրեղի հիման վրա ստեղծված ալիքի երկարության դիսկրետ-վերալարումով սինխրոն-մղվող ՍԿՑ-լազերի (ՍտիպուղակաՆ կոմբինացիոն ցրում) ժամանակային և էներգետիկ բնութագրերը:

Ցրման երկրաչափության փոփոխությամբ ստացված է զենեքացիա 1,140, 1,144, 1,153 մկմ երկրությամբ ալիքների վրա: Իրազործվել է մղող և ՍԿՑ-լազերի ռեզոնատորների երկարությունների համաձայնեցման «միակրակոց» մեթոդը, որը ապահովում է 10^{-4} -ից ոչ վատ հարաբերական ճշտություն: Մշակվել և իրազործվել է մեթոդ, որը թույլ է տալիս չափել մղող և ստորջան խմպուկների միջև ուշացումը 1 պվրի-ից ոչ վատ ճշտությամբ լազերի լուսաբան-չուր լուսարձակման դեպքում: Հայտնաբերված է, որ ստորջան և մղող խմպուկների միջև ժամանակային ցրվածությունը չի գերազանցում ± 3 պվրի:

STUDY OF SYNCHRONOUSLY PUMPED DISCRETELY
TUNABLE SRS LASER EMITTING PICOSECOND PULSES
OF LIGHT AT 1.140+1.153 μm

G. G. GRIGORYAN, S. B. SOGOMONYAN

Time and energy characteristics of synchronously pumped discretely tunable SRS laser based on LiIO_3 crystal have been investigated. By varying the scattering geometry, laser oscillations at 1.140, 1.144 and 1.153 μm were obtained. A single-shot technique for matching the cavity lengths of SRS laser and the pump laser with relative accuracy better than 10^{-4} was realized. A procedure for measuring the time delay between the pump and Stokes pulses at every laser shot with an accuracy of 1 psec has been developed. The time jitter between the pump and Stokes pulses was found to be less than 3 psec.