

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Б. Карпов, В. В. Коробкин, Д. А. Долголенко, ОВФ излучения эксимерного ХеСl-лазера при возбуждении различных видов ВР света, *Квантовая электроника*, 1991, том 18, номер 11, 1350–1353

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.226.172.200

28 сентября 2024 г., 19:50:31



7. Н. Е. Андреев, А. И. Зыков, В. Т. Тихончук. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 48 (1989).
8. Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов. *Обращение волнового фронта*.— М.: Наука, 1986.
9. С. Yu, Y. C. Chong, C. K. Fong. *Proc. SPIE*, 1048, 161 (1989).
- Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступила в редакцию 31 мая 1991 г.

N. E. Andreev, A. I. Zykov, V. T. Tikhonchuk. **Dynamics of SBS in a parametric feedback oscillator.**

Dynamics of SBS in a parametric feedback oscillator has been studied taking into account all possible gratings of the refractive index. Conditions are determined under which an excitation of an additional transmission grating does not prevent from the efficient stimulated emission of the conjugated light wave.

В. Б. Карпов, В. В. Коробкин, Д. А. Долголенко

**ОВФ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСИМЕРНОГО ХеСІ-ЛАЗЕРА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ВР СВЕТА**

*Исследовано ОВФ излучения эксимерного ХеСІ-лазера ( $\lambda=308$  нм) при двух различных видах ВР — ВРМБ и ВТР. Показано, что ВТР может обуславливаться как линейным, так и многофотонным поглощением, а ВРМБ может подавляться вследствие нарушения фазового синхронизма, вызванного поглощением. Качество ОВФ ухудшается при переходе от ВРМБ к ВТР.*

Эксимерные лазеры являются эффективным источником мощного УФ излучения, однако их характерной чертой является большая расходимость излучения, что делает их непригодными для достижения предельно высоких интенсивностей излучения. Одним из путей решения этой проблемы является создание многокаскадных лазерных систем с использованием ОВФ. Известны различные варианты ОВФ-зеркал [1], простейшими из которых являются зеркала с «самоотражением» сфокусированного излучения от нелинейной среды. В работах [2—6] наблюдалось ОВФ излучения эксимерных лазеров с помощью таких зеркал, причем в качестве механизма ВР света в этих работах называлось ВРМБ. В работе [7] в качестве механизма ВР называлось ВТР вследствие только линейного поглощения лазерного излучения в среде. Некоторые результаты этих работ приведены в табл. 1 ( $\lambda$  и  $I$  — длина волны и интенсивность излучения накачки соответственно,  $\Omega$  — спектральный сдвиг ОВФ-пучка относительно накачки).

Известно [8], что бриллюэновский спектральный сдвиг

$$\Omega_B = 2n(v/c)\omega_0 \sin(\theta/2), \quad (1)$$

где  $n$ ,  $v$  — показатель преломления и скорость звука для данной нелинейной среды;  $c$ ,  $\omega_0$  — скорость света и частота излучения накачки в вакууме;  $\theta$  — угол рассеяния. Полученные из (1)  $\Omega_B$  для рассеяния назад ( $\theta=\pi$ ) приведены в четвертом столбце табл. 1. Видно несоответствие этих значений и экспериментальных, полученных в работах [2—6].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Она включает задающий генератор (ЗГ) 1 [9] и усилители, созданные на базе эксимерных лазеров ЭЛИ-91. Лазерное излучение после ЗГ 1 попадало в предусилитель 2, имеющий с ЗГ общий активный объем. Светоделитель 3 с коэффициентом отражения 80% использовался для изоляции ЗГ от усиленного ОВФ-пучка и обеспечивал вывод излучения для спектрального анализа. Оптическая схема спектрального анализа, включающая эталон (или интерферометр) Фабри — Перо (ЭФП) 4 и призму 5, создавала одновременно изображения спектров накачки и ОВФ-пучка на экране 6 или в фотокамере 7.

Таблица 1

Некоторые результаты работ [2—7]

$\lambda$ , нм	$I$ , Вт/см <sup>2</sup>	$\Omega$ , см <sup>-1</sup>		Механизм	Литература
		измененное	вычисленное (1)		
248	$>2 \cdot 10^{10}$	$\sim 0,1$	0,41	ВРМБ	[2]
248	$>10^{10}$	$\sim 0,1$	0,41	ВРМБ	[3]
308	$>10^{11}$	$<0,15$	0,33	ВРМБ	[4]
351	$>5 \cdot 10^9$	0,2	0,3	ВРМБ	[5]
308	$>10^{12}$	0,24	0,33	ВРМБ	[6]
248	$>10^{11}$	$<0,02$	—	ВТР (лин.)	[7]

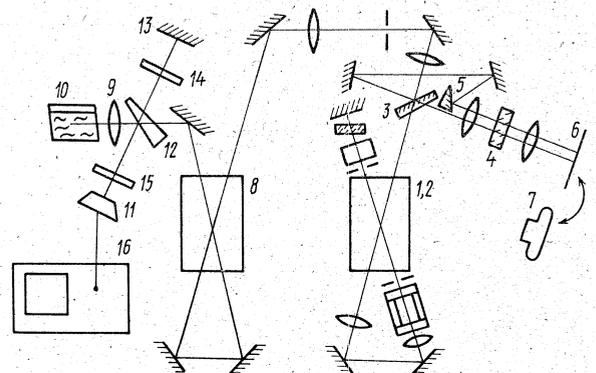


Рис. 1. Схема установки

Излучение накачки после двухпроходного усилителя 8 имело энергию 3 мДж, длительность 8 нс и спектральную ширину  $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Это излучение фокусировалось линзой 9 с фокусным расстоянием  $F=11, 50$  или  $100 \text{ см}$  в кювету 10 с нелинейной жидкостью (гексан, гептан, изооктан, этанол). Созданный в результате ОВФ-пучок совершал обратный обход оптической схемы. Интенсивности накачки и ОВФ-пучка контролировались скоростным фотодиодом ФЭК-29КПУ 11 с помощью кварцевого светоделителя 12, зеркала 13 и соответствующих фильтров 14, 15. Электрический сигнал с фотодиода 11 направлялся на осциллограф С7-19 16. Временное разрешение цепи контроля интенсивности составляло 0,2 нс. Спектральное разрешение при одновременной регистрации спектров двух пучков не превышало  $0,02 \text{ см}^{-1}$ . Расходимости накачки и ОВФ-пучка определялись по размеру фокальных пятен при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 3 м (на рис. 1 не показана) отраженных от светоделителя 12 частей соответствующих световых пучков.

Типичная фотография спектров накачки и ОВФ-пучка для химически чистого гексана при фокусировке линзой 9 с фокусным расстоянием 11 см, полученная с помощью ЭФП с областью свободной дисперсии  $0,33 \text{ см}^{-1}$ , приведена на рис. 2. Видно, что заметный сдвиг между спектральными линиями накачки (слева) и ОВФ-пучка (справа) отсутствует. Аналогичные результаты были получены и для других жидкостей химической чистоты (гептан, изооктан), а также для хроматографически чистого гексана (HPLC grade, фирма «Oldrich», США). Отсутствие характерного бриллюэновского сдвига в спектре ОВФ-пучка позволяет предположить отсутствие в этом случае и бриллюэновского механизма ВР излучения.

Известны [1] другие, кроме бриллюэновского, механизмы ВР света, способные приводить к ОВФ. Исходя из спектрального сдвига в нашем случае следует учесть ВТР и вынужденное рассеяние крыла линии Рэлея (ВРКР). Поскольку молекулярная анизотропия исследованных жидкостей очень мала [10], очевидно, что возбуждение ВРКР в них при данных экспериментальных условиях невозможно [1].

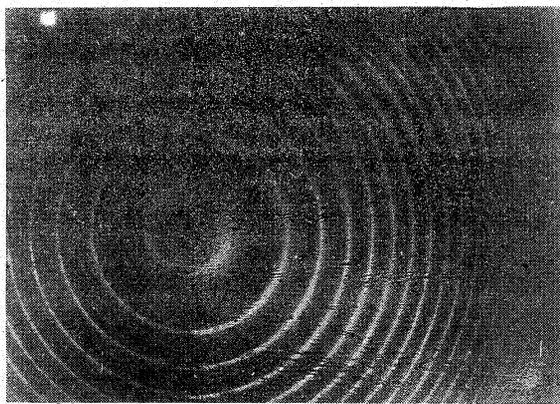


Рис. 2. Спектры накачки (слева) и ОВФ-пучка (справа) при фокусировке накачки линзой с  $F=11 \text{ см}$ .

Для оценки возможности ВТР-природы ОВФ в нашем случае были измерены коэффициенты линейного поглощения ( $\lambda=308 \text{ нм}$ ) исследуемых жидкостей, которые составили  $0,046$  и  $0,06 \text{ см}^{-1}$  для химически чистых гексана и гептана соответственно и  $0,01 \text{ см}^{-1}$  для хроматографически чистого гексана. Для сравнения заметим, что коэффициент линейного поглощения гексана в работах [2–6] изменялся от  $0,02$  до  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , а в работе [7] составлял  $0,22 \text{ см}^{-1}$ .

ВТР, обусловленное поглощением в нелинейной среде, опишем следующим образом [1]. Время релаксации температурной решетки определяется выражением [11]  $\tau_{rel} = \Gamma_T^{-1} \approx 1,4 \cdot 10^{-7} \lambda^2 / [2 \sin(\theta/2)]^2 \text{ с}$ , где  $\lambda$  взято в микрометрах;  $\theta$  — угол рассеяния. Так, для  $\lambda=0,308 \text{ мкм}$  и  $\theta=\pi$  имеем  $\tau_{rel} \approx 3 \text{ нс}$ , что меньше длительности накачки ( $\sim 10 \text{ нс}$ ). Следовательно, можно пользоваться стационарной теорией. В этом случае усиление рассеянной волны  $|E_s|^2$  определяется выражением [1]

$$g_T = \frac{\alpha \omega (\partial \epsilon / \partial T)}{2 \Gamma_T \rho c n} I_L \equiv G_T I_L,$$

где  $\rho$ ,  $c_p$  — плотность и теплоемкость;  $\alpha$  — коэффициент поглощения;  $n$  — показатель преломления. Максимум усиления для ВТР соответствует антистоксову спектральному сдвигу  $\Omega_T = -\Gamma_T \approx -0,01 \text{ см}^{-1}$  для гексана.

Соответствующие параметры для гексана при различных коэффициентах поглощения  $\alpha$  приведены в табл. 2. Их интересно сравнить с параметром  $G_B = 22 \text{ см/ГВт}$  для ВРМБ в гексане [8], а также с инкрементом усиления для ВРМБ  $IG_B L = 31$  ( $L$  — длина перетяжки) в нашем случае.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Во-первых, поскольку теоретический спектральный сдвиг рассеянного излучения относительно накачки меньше экспериментальной погрешности определения этого сдвига, следовательно, наблюдаемое отсутствие спектральных изменений в данном случае соответствует ВТР-природе ВР. Во-вторых, при учете только линейного поглощения инкремент усиления при ВТР не превышает порог ( $\sim 25-30$ ) ни для химически чистого гексана; ни тем более для хроматографически чистого гексана. В-третьих, инкремент усиления для ВРМБ превышает пороговое значение, поэтому в данных экспериментальных условиях при учете только линейного поглощения ВРМБ должно наблюдаться, а ВТР — нет.

Оценим возможность сбоя ВРМБ в силу каких-либо обстоятельств. Единственным известным механизмом, способным привести к существенному

Таблица 2  
Параметры ВТР для гексана ( $\lambda=308 \text{ нм}$ ,  $\Gamma_T=0,3 \text{ ГГц}$ )

$\alpha, \text{ см}^{-1}$	$(\partial \epsilon / \partial T)_p, 10^{-3} \text{ К}^{-1}$	$G_T, \text{ см/МВт}$	$IG_T L$
0,046	1,5	0,011	15
0,01	1,5	0,0024	3,3
0,1	1,5	0,024	33

снижению эффективности ВРМБ, является нарушение фазового синхронизма при ВРМБ в поглощающих средах. Впервые этот эффект был предложен и исследован в работе [12]. Из нее следует, что коэффициент преобразования  $\eta$  и интенсивность падающей на среду волны накачки  $I_L(L)$  связаны следующим выражением:

$$h(D + \ln \eta) = \Gamma_B G_B \operatorname{arctg} [I_L(L) (1 - \eta) L h \Gamma_B^{-1}] \quad (2)$$

где  $G_B = \rho (\partial \epsilon / \partial \rho)^2 \omega^2 / 2c^3 \nu n \Gamma_B$  — константа усиления;  $h = \alpha \omega (\partial \epsilon / \partial T) / 2c n \rho c_p$ ;  $D \approx 30$ ;  $\Gamma_B$  — ширина линии спонтанного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна;  $\eta = I_s(L) / I_L(L)$  — отношение интенсивности стоксовой волны к интенсивности накачки на входе в нелинейную среду (накачка «входит» со стороны границы  $z=L$  и распространяется в отрицательном направлении по оси  $Z$ ). Поскольку в работе [12] рассматривалось лишь излучение с  $\lambda = 1,06$  мкм, представляет интерес исследовать частотную зависимость нарушения фазового синхронизма, описываемого уравнением (2). На рис. 3, а приведена полученная численно по формуле (2) зависимость коэффициента преобразования  $\eta$  излучения накачки в излучение ВРМБ от превышения над «порогом»  $x = G_B I_L L / D$  для различных значений коэффициента поглощения  $\alpha$  в ацетоне при  $\lambda = 1,06$  мкм. (Такая зависимость есть в [12].) Видно, что критическое значение коэффициента поглощения, определяемое включением механизма нарушения фазового синхронизма,  $\alpha_{кр} \approx 0,016 \text{ см}^{-1}$ . Аналогичная зависимость для гексана при  $\lambda = 0,308$  мкм приведена на рис. 3, б, в этом случае  $\alpha_{кр} \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ . При  $\lambda = 1,06$  мкм для

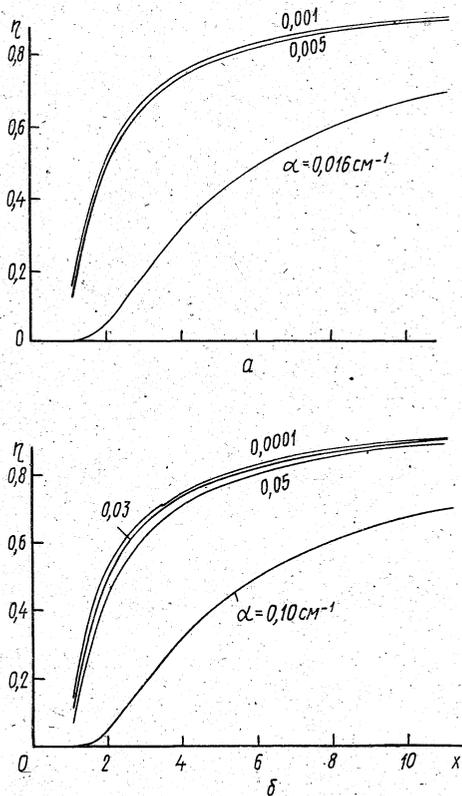


Рис. 3. Зависимость коэффициента преобразования  $\eta = I_s(L) / I_L(L)$  от превышения над «порогом»  $x = G_B I_L L / D$  при различных коэффициентах поглощения  $\alpha$  для  $\lambda = 1,06$  мкм, ацетон (а) и  $\lambda = 0,308$  мкм, гексан (б)

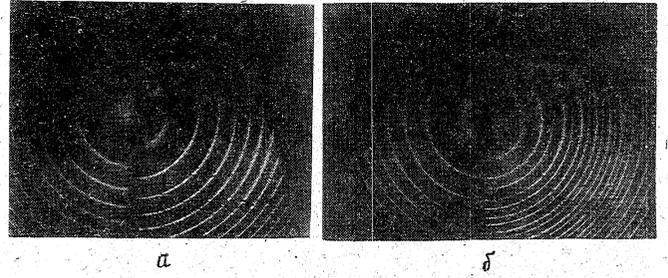


Рис. 4. Спектры накачки (слева) и ОВФ-пучка (справа) при области свободной дисперсии ЭФП  $0,66 \text{ см}^{-1}$  для  $F = 100$  (а) и  $50 \text{ см}$  (б)

гексана  $\alpha_{кр} \approx 0,03 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, можно сделать вывод, что для данной нелинейной среды с фиксированным коэффициентом поглощения эффективность механизма нарушения фазового синхронизма при ВРМБ падает с уменьшением длины волны рассеиваемого излучения. Физически это связано с конкуренцией двух зависимостей — линейной зависимости модуля приращения волнового вектора  $\delta k$  от модуля самого волнового вектора:  $\delta k = k \delta \epsilon / 2\epsilon$  ( $\delta \epsilon$  — изменение диэлектрической проницаемости вследствие слабого однородного нагрева, вызванного линейным поглощением в среде [12],  $\partial(\delta \epsilon) / \partial t = (\partial \epsilon / \partial T) I \alpha / \rho c_p$ ), и квадратичной зависимости от  $k$  ширины  $\Gamma_B$  линии усиления при ВРМБ назад:  $\Gamma_B = A q^2$  ( $q \approx 2k$ ;  $A = \text{const}$ ). Так как линейные коэффициенты поглощения для исследованных жидкостей меньше  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , подавление ВРМБ вследствие нарушения фазового синхронизма при учете только линейного поглощения в этом случае не должно иметь места.

Поскольку сильное поглощение излучения в исследованных жидкостях начинается с  $\lambda < 200 \text{ нм}$  [13], следует ожидать двухфотонное поглощение в диапазоне  $\lambda < 400 \text{ нм}$ , который включает и излучение эксимерных лазеров. С целью определения влияния на ВР многофотонного поглощения вместо линзы 9 с  $F = 11 \text{ см}$  были поочередно установлены линзы с  $F = 50$  и  $100 \text{ см}$ . В результате оказалось, что для  $F = 100 \text{ см}$  спектр ОВФ-пучка соответствует режиму ВРМБ (рис. 4, а) с бриллюэновским сдвигом  $\Omega_B = 0,33 \text{ см}^{-1}$  для гексана, т. е. в полном соответствии с формулой (1). Для  $F = 50 \text{ см}$  в спектре присутствовали две линии, соответствующие смешанному режиму ВРМБ и ВТР (рис. 4, б). Результаты этих экспериментов отражены в табл. 3.

Динамика излучения при двухфотонном поглощении описывается следующим уравнением [14]:  $dI/dz = -\omega \gamma I^2$ , где  $\omega$ ,  $I$  — частота и интенсивность

Таблица 3

Механизмы вынужденного рассеяния света				
$F, \text{ см}$	$I, \text{ Вт/см}^2$	Механизм ВР		
		$\alpha, \text{ см}^{-1}$		
		0,01—0,046	0,08	0,17
100	$2,5 \cdot 10^8$	ВРМБ	ВРМБ	ВТР
50	$10^9$	ВРМБ+ВТР	ВРМБ+ВТР	ВТР
11	$\sim 10^{10}$	ВТР	ВТР	ВТР

Двухфотонное поглощение

$F, \text{ см}$	$I_0, \text{ Вт/см}^2$	$I_0\omega\gamma, \text{ см}^{-1}$
11	$\sim 10^{10}$	$\sim 1,0$
50	$10^9$	$\sim 0,1$ (эксперимент)
100	$2,5 \cdot 10^8$	$\sim 0,025$

излучения, распространяющегося вдоль оси  $Z$ ,  $\gamma$  — коэффициент двухфотонного поглощения. Его решение имеет вид  $I(z) = I_0 / (1 + I_0\omega\gamma z)$ , а в случае слабого поглощения приводится к виду  $I(z) = I_0(1 - I_0\omega\gamma z)$ , где  $I_0 = I(0)$ .

Оценим двухфотонное поглощение по порогу появления ВТР. В соответствии с данными табл. 2 инкремент ВТР превышает порог при суммарном коэффициенте поглощения  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , а из табл. 3 следует, что для линейного поглощения с  $\alpha = 0,01 \text{ см}^{-1}$  появление ВТР соответствует интенсивности накачки  $\sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$ . Следовательно, при такой интенсивности  $I_0\omega\gamma \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ . Отсюда оценим двухфотонное поглощение и для других интенсивностей накачки. Соответствующие данные для трех значений фокусного расстояния линзы 9 приведены в табл. 4. Теперь становится понятной причина отсутствия ВРМБ-компоненты в ОВФ-пучке для линзы 9 с  $F=11 \text{ см}$ . Действительно, в этом случае величина  $I_0\omega\gamma \gg \alpha_{\text{кр}} \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$  (см. рис. 3, б) и нарушение фазового синхронизма становится значительным.

С целью дополнительной проверки сделанных предположений был поставлен эксперимент, в котором наряду с изменением фокусного расстояния линзы 9 варьировался также коэффициент линейного поглощения в гексане (за счет добавления незначительного количества ацетона). Результаты приведены в табл. 3. Видно, что появление ВТР-компоненты при  $I \approx 2,5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ , когда двухфотонное поглощение незначительно (см. табл. 4), происходит при  $\alpha \sim 0,17 \text{ см}^{-1}$ . Это соответствует сделанной выше оценке порогового для ВТР двухфотонного поглощения в чистом гексане. С другой стороны, отсутствие ВРМБ-компоненты для  $\alpha = 0,17 \text{ см}^{-1}$  и, наоборот, ее наличие при  $\alpha = 0,08 \text{ см}^{-1}$  соответствуют сделанным выше выводам об эффективности механизма нарушения фазового синхронизма для ВРМБ при  $\alpha > 0,1 \text{ см}^{-1}$ .

Расходимости ОВФ-пучков составили  $3 \cdot 10^{-4}$  рад для режима ВРМБ и  $2 \cdot 10^{-3}$  рад для многофотонного ВТР ( $F=11 \text{ см}$ ). При этом расходимость накачки составляла  $3 \cdot 10^{-4}$  рад, что примерно в три раза превышает ее дифракционный предел. Существенное ухудшение расходимости рассеянного пучка в случае ВТР может являться следствием динамической фазовой модуляции излучения в поглощающей среде [12].

Надо отметить, что коэффициент отражения достигал в наших экспериментах  $\sim 20\%$  как для многофотонного ВТР ( $F=11 \text{ см}$ ), так и для ВРМБ

( $F=100 \text{ см}$ ) при использовании хроматографически чистого гексана ( $\alpha \approx 0,01 \text{ см}^{-1}$ ) и значительно уменьшался с ростом линейного коэффициента поглощения. Очевидно, это связано с поглощением излучения вне перетяжки, поскольку в случае  $F=11 \text{ см}$  коэффициент отражения возрастал при смещении перетяжки внутри кюветы в сторону входного окна.

1. Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов. В кн.: Обращение волнового фронта. — М.: Наука, 1985.
  2. M. C. Gower. *Optics Letts*, **7**, 423 (1982).
  3. M. C. Gower, R. G. Caro. *Optics Letts*, **7**, 162 (1982).
  4. E. Armandillo, D. Proch. *Optics Letts*, **8**, 523 (1983).
  5. M. Statkine et al. *Optics Letts*, **7**, 108 (1982).
  6. С. С. Алимбиев, В. С. Букреев, С. К. Вартапетов и др. *Кр. сообщ. по физ.*, **12**, 11 (1989).
  7. С. С. Алимбиев, В. С. Букреев, С. К. Вартапетов и др. *Квантовая электроника*, **18**, 89 (1991).
  8. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, *УФН*, **98**, 441 (1969).
  9. V. B. Karpov, I. N. Knyazev, V. V. Korobkin, A. M. Prokhorov. Proc. Intern. Conf. «Laser-89», USA, STS Press, McLean, 1990, p. 325.
  10. P. P. Ho, R. R. Alfano. *Phys. Rev. A*, **20**, 2170 (1979).
  11. Н. Н. Жуков, О. П. Заскалько, И. Г. Кузнецов. *Квантовая электроника*, **18**, 234 (1991).
  12. С. Ф. Григорьев, О. П. Заскалько, В. В. Кузьмин. *ЖЭТФ*, **92**, 1246 (1987).
  13. A. J. Gordon, R. A. Ford. *The Chemist's Companion*. John Wiley & Sons, Inc., 1972.
  14. И. Р. Шен. Принципы нелинейной оптики. — М.: Мир, 1989.
- Институт общей физики АН СССР, Поступила в редакцию Москва 14 июня 1991 г.

V. B. Karpov, V. V. Korobkin, D. A. Dolgolenko.  
Optical phase conjugation of the excimer XeCl laser radiation under the excitation of different kinds of stimulated light scattering.

Optical phase conjugation (OPC) of the XeCl laser radiation ( $\lambda=308 \text{ nm}$ ) by two different kinds of stimulated scattering — SBS and STS has been investigated. It is shown that STS can be caused by both linear and multiphoton absorption and that SBS can be suppressed due to phase synchronism breakdown caused by absorption. The OPC quality deteriorates when SBS is replaced by STS.