

**ФАЗОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ АНТИСТОКСОВОМ РАССЕЙЯНИИ СВЕТА****Р. Дж. Касумова<sup>\*</sup>, Н. В. Керимли, Г. А. Сафарова**

УДК 543.421/.424

Бакинский государственный университет,  
370148, Баку, Азербайджан; e-mail: renajkasumova@gmail.com

(Поступила 30 июня 2020)

Исследовано когерентное антистоксово рассеяние света в приближении заданной интенсивности. Показано, что при нелинейно-оптическом процессе рассеяния частоты интенсивной световой волны важно учитывать эффекты самовоздействия и перекрестного взаимодействия, оказывающих непосредственное влияние на оптимальное фазовое соотношение между взаимодействующими волнами. Исследовано пространственное поведение интенсивности когерентной антистоксовой волны и фазы как волны накачки, так и антистоксовой компоненты. В результате нелинейного взаимодействия волн изменяется период пространственных биений. Рассмотрена интенсивность антистоксовой компоненты рассеяния как функция фазовой расстройки, интенсивностей волны накачки и стоксовой волны. Согласно полученным аналитическим выражениям, выбор оптимальных параметров задачи позволяет реализовать режим эффективной генерации антистоксовой компоненты рассеяния. Проведено сравнение процесса генерации антистоксовой компоненты когерентного рассеяния в оптоволокне со случаем генерации в объемной среде. Варьируя интенсивность накачки, можно контролировать и управлять интенсивностью выходного когерентного излучения антистоксовой компоненты.

**Ключевые слова:** когерентное антистоксово рассеяние света, эффект самовоздействия, приближение заданной интенсивности, оптоволокно.

Coherent anti-Stokes Raman light scattering is investigated in the constant intensity approximation. It is shown that in the nonlinear optical process of scattering the frequency of an intense light wave, it is important to take into account the effects of self-action and cross-interaction, which have a direct effect on the optimal phase relationship between the interacting waves. The spatial behavior of the intensity of the coherent anti-Stokes wave and the phase of both the pump wave and the anti-Stokes component is investigated. As a result of nonlinear interaction of waves, the period of spatial beats changes. The intensity of the anti-Stokes scattering component is considered as a function of the phase mismatch, the intensities of the pump and the Stokes wave. According to the obtained analytical expressions, the choice of the optimal parameters of the process makes it possible to implement the regime of efficient generation of the anti-Stokes scattering component. The process of generation of the anti-Stokes component of coherent scattering in an optical fiber is compared with the case of generation in a bulk medium. By varying the pump intensity, one can control the intensity of the output coherent radiation of the anti-Stokes component.

**Keywords:** coherent anti-Stokes Raman scattering, self-action effect, constant-intensity approximation, optical fiber.

**Введение.** Дистанционные авиационные лазерные методы измерения содержания метана, этана, бутана и пропана с автоматизированной обработкой информации являются перспективными методами георазведки местности [1]. Для более эффективного контроля параметров газов в атмосфере, температуры процесса бурения нефтяной скважины и оптимизации ее работы используются метод комбинационного рассеяния света (КР), а также спектроскопия антистоксова рассеяния света, где

**PHASE EFFECTS ON COHERENT ANTI-STOKES RAMAN SCATTERING**

**R. J. Kasumova<sup>\*</sup>, N. V. Kerimli, G. A. Safarova** (Baku State University, Baku, 370148, Azerbaijan; e-mail: renajkasumova@gmail.com)

в первую очередь требуется повысить уровень интенсивности антистоксовой компоненты КР, которая несет информацию о температурных изменениях в зондирующем пространстве.

Современный уровень исследований характеристик нефтяных скважин предполагает использование волоконно-оптических датчиков, лишенных недостатков традиционных электрических датчиков. Такие современные распределенные датчики регистрируют изменения, которые претерпевает лазерный луч при распространении в оптическом волокне. Если в распределенных акустических датчиках (distributed acoustic sensor, DAS) регистрируется результат упругого рэлеевского рассеяния лазерного луча или неупругого рассеяния на акустических колебаниях в волокне (рассеяние Мандельштама—Бриллюэна), то в распределенных температурных датчиках (distributed temperature sensor, DTS) фиксируется КР лазерного луча на молекулярных колебаниях. В процессе добычи нефти DTS является эффективным инструментом для мониторинга температуры скважины. Кроме того, существуют распределенные деформационные датчики (DSS), а также распределенные температурные и деформационные датчики (DTSS). Во всех случаях роль датчика играет оптоволокно и используется один лазер. Принцип действия перечисленных датчиков основан на изменении свойств оптоволокна под влиянием температуры и давления окружающей среды (нефти, газа, песка, воды и т. д.). При этом лазерный луч реагирует на эти изменения, рассеиваясь на акустических или молекулярных колебаниях оптоволокна. Спектр рассеянного назад лазерного луча анализируется для определения с высокой точностью температуры или деформации на разных уровнях зондирования, т. е. для осуществления распределенного зондирования. Благодаря низким потерям в оптоволокне распределенное зондирование реализуется на глубине в десятки километров [2, 3].

Отметим проблемы, сопутствующие оптоволоконным датчикам. DAS, работающие на эффекте Рэлея, имеют сильный сигнал рассеяния (или поглощения) по сравнению с бриллюэновским и КР-сигналами рассеяния. Эти датчики востребованы (более эффективны), когда шумы в системе велики. При рассеянии Мандельштама—Бриллюэна частотный сдвиг компонент рассеяния от лазерной (или рэлеевской) частоты мал (порядка нескольких гигагерц), и необходимо привлечение схем фильтрации для отделения полезного бриллюэновского сигнала рассеяния от рэлеевского. При DTS частотный сдвиг КР на три порядка выше (13.2 ТГц), поэтому отсутствует необходимость в применении сложных схем фильтрации. Однако интенсивность информативного сигнала КР мала, и для повышения уровня отношения сигнал/шум используют многомодовые волокна, производство которых значительно дороже одномодовых.

Современные стандартные системы DTS, регистрирующие изменение температуры скважины, могут определять температуру с пространственным разрешением 1 м (некоторые системы высокого класса могут достигать разрешения 20—30 см) и точностью  $\pm(0.5—1)^\circ\text{C}$  с разрешением  $0.01^\circ\text{C}$  [2, 3]. Это позволяет оперативно реагировать на процесс бурения нефтяной скважины и оптимизировать ее работу. Для более эффективного контроля температуры процесса необходимо повысить уровень интенсивности антистоксовой компоненты КР, которая несет информацию о температурных изменениях в зондирующем пространстве.

Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) — мощный инструмент для обнаружения быстропротекающих молекулярных процессов как в газах, так и в жидкостях. Согласно оценкам, уровень сигнала в КАРС-методе в  $10^6$  раз выше по сравнению со спонтанным КР. Кроме того, антистоксовый сигнал в КАРС-методе по сравнению со случаем спонтанного КР характеризуется малой расходимостью и отсутствием люминесценции исследуемых веществ в области антистоксовых частот [4—7]. Значительное повышение интенсивности антистоксовой компоненты лазерного излучения при КР возможно, во-первых, при помещении активной лазерной среды внутрь лазерного резонатора [8, 9], во-вторых, при КАРС-методе, когда одновременно используются два лазера [4—7]: один с фиксированной частотой, другой — с изменяемой. Перестраивая частоту второго лазера, можно настроиться на частоту молекулярных колебаний вещества и в результате добиться согласованных колебаний всех молекул исследуемой среды. Применительно к DTS второй подход более перспективен.

В работах [7, 10] анализ генерации когерентной антистоксовой компоненты КР проводится в приближении неистощенной накачки, т. е. в приближении заданного поля (ПЗП) или численным счетом укороченных уравнений. В [11] КАРС изучено с учетом истощения накачки, численно проанализировано поведение интенсивности антистоксовой компоненты в зависимости от интенсивности волны накачки. Однако аналитическое решение связанных волновых уравнений в приближении заданной интенсивности (ПЗИ) [12, 13] имеет важное значение для понимания качественной картины

нелинейного взаимодействия волн. Анализ КР показывает, что фазовые соотношения между взаимодействующими волнами играют существенную роль [4—10], что не принимается во внимание в ПЗП. Применен аналитический метод исследований, который учитывает существующие фазовые соотношения между взаимодействующими волнами — ПЗИ. В данном приближении рассмотрено спонтанное КР стоксовой и антистоксовой компонент при внутриврезонаторном преобразовании [8, 9], исследован нелинейно оптический процесс генерации второй гармоники в оптоволокне [14]. КАРС в оптоволокне представляет несомненный интерес. Для большего понимания картины КР при КАРС в объемной среде и в оптоволокне любой новый подход, который позволит расширить представление о данном нелинейном взаимодействии оптических волн, практически важен.

В настоящей работе в приближении заданной интенсивности проанализировано КАРС вблизи точного резонанса. Рассмотрены поведение интенсивности антистоксовой компоненты рассеяния как функция длины нелинейной среды, фазовой расстройки, интенсивностей как накачки, так и сигнальной волны, эффект самовоздействия световой волны в обычной среде и оптоволокне.

**Теория.** В теории связанных волн процесс генерации когерентной антистоксовой компоненты КР эквивалентен процессу четырехволновой параметрической генерации. Отсюда при КАРС генерация и усиление носят пороговый характер, определяемый потерями. При смешении четырех оптических волн нелинейное взаимодействие волн осуществляется благодаря волне кубичной поляризации среды. Процессы третьего порядка в отличие от процессов второго порядка наблюдаются во всех средах и находят много разных приложений, в частности в спектроскопии. В отличие от спонтанного КР, происходящего на тепловых возбуждениях, КАРС происходит на заранее оптически подготовленных когерентных возбуждениях [4]. При КАРС на входе в среду присутствуют две лазерные волны на частотах  $\omega_p$  (волна накачки) и  $\omega_s$  (сигнальная волна). В результате нелинейного взаимодействия в среде возбуждается волна на разностной частоте  $\omega_v = \omega_p - \omega_s$ , что эквивалентно возбуждению молекулярных колебаний на данной частоте. В результате нелинейного смешения данной волны на разностной частоте с волной накачки происходит генерация когерентного сигнала на антистоксовой частоте  $\omega_a = 2\omega_p - \omega_s$ . Если в спонтанном случае рассеяния от каждого возбуждения происходят в разных направлениях и со случайной фазой волн, то в когерентном случае рассеяния от каждого возбуждения происходят согласованно, синфазно и в одном направлении. Плавно изменяя частоту сигнальной волны вблизи частоты комбинационного перехода, можно получить сильный антистоксовый сигнал в момент совпадения разностной частоты  $\omega_p - \omega_s$  с частотой молекулярных колебаний  $\omega_v$  среды, т. е. в момент резонанса. Анализ КР проведем с использованием системы укороченных уравнений, решение которых найдем в квазистационарном приближении.

В КР-активной среде с кубичной поляризацией  $\chi^{(3)}$  одновременно происходят стимулированное КР стоксовой и антистоксовой компонент и КАРС. Рассмотрение проводим для нормального падения волны накачки и стоксовой волны слева на нелинейную среду. Полагаем, что волны распространяются вдоль положительного направления оси  $z$ . Для описания этих процессов в квазистационарном случае система волновых уравнений имеет вид [4, 10]:

$$\begin{aligned} \frac{dA_p}{dz} + \delta_p A_p &= -i \left[ \gamma_p^s |A_s|^2 A_p + \gamma_p^{sa} A_p^* A_s A_a e^{-i\Delta z} + \gamma_p^a |A_a|^2 A_p \right], \\ \frac{dA_s}{dz} + \delta_s A_s &= -i \left[ \gamma_s |A_p|^2 A_s + \gamma_s^{sa} A_p^2 A_a^* e^{i\Delta z} \right], \\ \frac{dA_a}{dz} + \delta_a A_a &= -i \left[ \gamma_a |A_p|^2 A_a + \gamma_a^{sa} A_p^2 A_s^* e^{i\Delta z} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_p^s &= \frac{2\pi\omega_p}{cn_p} \chi_s^{(3)*}(\omega_p = \omega_s - \omega_s + \omega_p), \\ \gamma_p^{sa} &= \frac{2\pi\omega_p}{cn_p} \left[ \chi_{sa}^{(3)*}(\omega_p = \omega_a + \omega_s - \omega_p) + \chi_{sa}^{(3)*} \right], \\ \gamma_p^a &= \frac{2\pi\omega_p}{cn_p} \chi_a^{(3)}(\omega_p = \omega_a - \omega_a + \omega_p), \end{aligned}$$

$$\gamma_s = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s} \chi_s^{(3)}(\omega_s = \omega_p - \omega_p + \omega_s), \quad \gamma_s^{sa} = \frac{2\pi\omega_s}{cn_s} \chi_{sa}^{(3)}(\omega_s = 2\omega_p - \omega_a),$$

$$\gamma_a = \frac{2\pi\omega_a}{cn_a} \chi_a^{(3)}(\omega_a = \omega_p - \omega_p + \omega_a), \quad \gamma_a^{sa} = \frac{2\pi\omega_a}{cn_a} \chi_{sa}^{(3)*}(\omega_a = 2\omega_p - \omega_s).$$

Здесь  $A_{p,s,a}$  — комплексные амплитуды волны накачки, стоксовой и антистоксовой компонент;  $\gamma_i$  ( $i = s, a$ ) и  $\gamma_p^{s,a}$  — коэффициенты нелинейной связи при стимулированном КР стоксовой и антистоксовой компонент;  $\gamma_{p,s,a}^{sa}$  — нелинейные коэффициенты связи между стоксовой и антистоксовой компонентами, определяющие вклад четырехволнового смешения в нелинейную поляризацию на частотах  $\omega_{p,s,a}$ ;  $\chi_{p,s,a}^{(3)}$ ,  $\delta_{p,s,a}$  и  $n_{p,s,a}$  — кубичная восприимчивость КР-активной среды, линейные потери и показатели преломления на соответствующих частотах  $\omega_{p,s,a}$ ;  $\Delta = 2k_p - k_s - k_a$  — фазовая расстройка волновых векторов в случае четырехволнового смешения.

Как известно, нелинейное взаимодействие между волнами, распространяющимися в среде, вызывает эффекты фазовой самомодуляции и кросс-модуляции. Это объясняется тем, что фазовая скорость волн и показатель преломления волны определяются интенсивностью не только самой волны (эффект самомодуляции), но и соседних волн, участвующих в четырехволновом смешении (эффект кросс-модуляции). Так, члены с  $\gamma_p^s, \gamma_{s,a}$  вносят вклад в эффект фазовой кросс-модуляции. Члены, связанные с процессом фазовой самомодуляции ( $\sim |A_p|^2 A_p, |A_s|^2 A_s$  и  $|A_a|^2 A_a$ ) в системе (1) не учтены [4].

Действительная часть компоненты поляризации  $\chi_s^{(3)*} |A_s|^2 A_p$  (член с  $\gamma_p^s$  в правой части первого уравнения) описывает изменение показателя преломления на частоте  $\omega_p$  в присутствии поля на частоте  $\omega_s$ , соответственно интерпретируются и другие подобные члены в системе (1) (член с  $\gamma_p^a$  в правой части первого уравнения и члены с  $\gamma_{s,a}$  в правой части второго и третьего уравнений). Члены с  $\gamma_s$  и  $\gamma_a$  в правой части второго и третьего уравнений описывают некогерентный двухфотонный процесс, обычное вынужденное КР. В третьем уравнении за КАРС ответствен член с  $\gamma_a^{sa}$ .

В общем случае кубичная восприимчивость содержит резонансную и нерезонансную части. В результате спектр КАРС имеет асимметричную форму. Однако для большинства чисто КР-сред [4, 7] действительная нерезонансная электронная восприимчивость мала по сравнению с резонансной частью, поэтому в расчетах не учитывается. Рассмотрение проводим для случая точного частотного резонанса, когда кубичная восприимчивость  $\chi_{p,s,a}^{(3)}$  является чисто мнимой отрицательной величиной.

Граничные условия при генерации антистоксовой компоненты имеют вид:

$$A_{p,s}(z=0) = A_{p,so}, \quad A_a(z=0) = 0. \quad (2)$$

Решая систему (1) в ПЗИ, т. е.  $I_p(z=0) = I_{p0}, I_s(z=0) = I_{s0}$ , с учетом (2) для комплексной амплитуды антистоксовой компоненты получаем ( $I_j = A_j A_j^*$ )

$$A_a(z) = -i\gamma_a^{sa} I_{p0} A_{so}^* \frac{\sin \lambda z}{\lambda} \exp\left[-i(2\gamma_p^s I_{so} + \gamma_s^* I_{p0} - \gamma_a I_{p0} - \Delta)z/2\right], \quad (3)$$

$$\text{где } \lambda = \sqrt{\gamma_a^{sa} I_{p0} (2\gamma_p^{sa} I_{so} - \gamma_s^{sa} I_{p0}) - \frac{\left[(\delta_a - \delta_s - 2\delta_p) + i(\gamma_a I_{p0} + \gamma_s^* I_{p0} - 2\gamma_p^s I_{so} + \Delta)\right]^2}{4}}.$$

Если подкоренное выражение для  $\lambda$  отрицательно, то переходим к гиперболическим синусам:

$$A_a(z) = -i\gamma_a^{sa} I_{p0} A_{so}^* \frac{\sinh \lambda' z}{\lambda'} \exp\left[-i(2\gamma_p^s I_{so} + \gamma_s^* I_{p0} - \gamma_a I_{p0} - \Delta)z/2\right], \quad (4)$$

$$\text{где } \lambda' = \sqrt{\frac{\left[(\delta_a - \delta_s - 2\delta_p) + i(\gamma_a I_{p0} + \gamma_s^* I_{p0} - 2\gamma_p^s I_{so} + \Delta)\right]^2}{4} - \gamma_a^{sa} I_{p0} (2\gamma_p^{sa} I_{so} - \gamma_s^{sa} I_{p0})}.$$

В случае заданных полей накачки  $\gamma_{p,s}^{sa} = 0, \gamma_p^{s,a} = 0, \gamma_s = 0$  получаем результат ПЗП.

Из (3) и (4) можно получить выражение для когерентной длины взаимодействия при генерации антистоксовой компоненты. Отсюда следует, что когерентная длина и фаза антистоксовой компоненты зависят кроме фазовой расстройки  $\Delta$ , от интенсивностей волны накачки и стоксовой волны (см. формулы для  $\lambda$  и  $\lambda'$ ) в отличие от результата в ПЗП. Аналогично для стоксовой компоненты рассеяния. С увеличением мощности накачки максимум преобразования в антистоксову компоненту достигается на более коротких когерентных длинах. Из (3) также можно найти оптимальную интенсивность накачки.

Рассмотрим выражение для  $\lambda z$  в (3). При выполнении соотношений  $\delta_s + 2\delta_p = \delta_a$  и  $(\gamma_a + \gamma_s^*)I_{po} = 2\gamma_p^s I_{so}$  имеем  $(\lambda z)^{CIA} = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} - \Gamma^2} z$ , где  $\Gamma^2 = \gamma_a^{sa} I_{po} (\gamma_s^{sa} I_{po} - 2\gamma_p^{sa} I_{so})$ , в случае ПЗП

$(\lambda z)^{CFA} = \Delta z / 2$  когерентная длина взаимодействия  $l_{coh}^{CIA} = \pi / \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} - \Gamma^2}$ . При относительно малых ин-

тенсивностях накачки, когда  $\Gamma^2 \leq \Delta^2/4$ , результаты обоих приближений одинаковы и фаза антистоксовой компоненты определяется фазовой расстройкой. Вблизи условия фазового синхронизма при низких входных интенсивностях, но при больших длинах взаимодействия  $z$  член с  $\Gamma z$  одного порядка с  $\Delta z/2$ .

Проанализируем зависимости, рассчитанные по (3), полученные в ПЗИ, для  $\delta_s + 2\delta_p = \delta_a$  и  $(\gamma_a + \gamma_s^*)I_{po} = 2\gamma_p^s I_{so}$ . На рис. 1 представлены зависимости приведенной интенсивности антистоксовой компоненты  $I_a(z)/I_{so}$  от длины нелинейной среды при разных фазовых отстройках  $\Delta$  для заданной интенсивности накачки  $I_{po}$  при условиях эксперимента [7, 15]:  $\gamma_p^{sa} = 2 \cdot 10^{-14}$  м/В<sup>2</sup> (ячейка с газообразным водородом, накачиваемая на  $\lambda = 532$  нм второй гармоники неодимового лазера на стекле, в которой переходы КР находятся в резонансе с  $Q(1)$ -ветвью перехода колебательной полосы в молекулярном водороде), плотность мощности накачки 100 МВт/см<sup>2</sup>, начальная плотность мощности стоксовой волны 1 кВт/см<sup>2</sup>). Наблюдаются пространственные биения световой волны. Максимумы биений достигаются на когерентной длине нелинейной среды, которая при  $I_{po} = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> [7] находится в диапазоне 10—63 см. При этом рост  $\Delta$  от 5 до 40 м<sup>-1</sup> приводит к уменьшению интенсивности антистоксовой компоненты на ~2 порядка и увеличению частоты биений почти в 4 раза (ср. кривые 1 и 4).

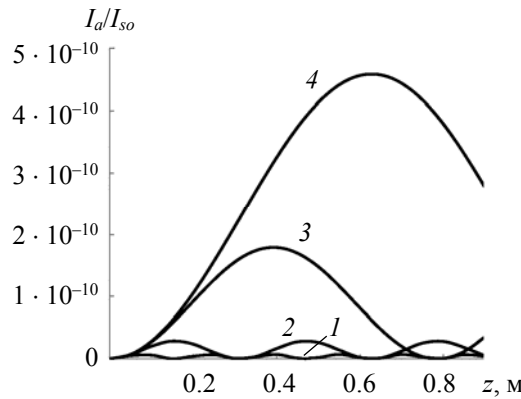


Рис. 1. Зависимости приведенной интенсивности антистоксовой компоненты  $I_a(z)/I_{so}$  от длины нелинейной среды  $z$ , полученные в ПЗИ, при  $I_{po} = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{so} = 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> для фазовых отстроек  $\Delta = 40$  (1), 20 (2), 8 (3) и 5 м<sup>-1</sup> (4)

**Эффект самовоздействия при КАРС.** Высокая интенсивность поля и большая длина нелинейного взаимодействия ведут к такому нелинейному процессу, как эффект самовоздействия, который наблюдается даже при малых мощностях волны накачки [6]. Пространственная самофокусировка, изменение фазовой скорости волны, дефокусировка волны, изменение направления синхронизма в среде — следствия эффекта самовоздействия. В случае мощных световых полей данный эффект ведет к изменению формы и искажению частотного спектра импульса [14, 16].

Рассмотрим эффект самовоздействия световой волны при КР в ПЗИ. Данный эффект нельзя получить в ПЗП, так как в данном приближении фаза волны накачки принимается постоянной. Используем систему укороченных уравнений (1), где полагаем  $A_j(z) = a_j(z)\exp(i\varphi_j z)$ ,  $j = p, s, a$ . Применяв стандартную процедуру [17], для фазы волны накачки ( $\varphi_{po} = 0$ ) получим

$$\varphi_p(z) = -\gamma_p^{sa}\gamma_a^{sa}I_{po}I_{so}\left(\gamma_a I_{po} + \frac{\Delta - \gamma}{2}\right)\frac{z}{2\lambda^2}\left[1 - \text{sinc}(2\lambda z)\right], \quad (5)$$

где  $\gamma = 2\gamma_p^s I_{so} + \gamma_a I_{po} - \gamma_s^* I_{po}$ ,

$$\lambda = \sqrt{\frac{\gamma_a^{sa} I_{po} (2\gamma_p^{sa} I_{so} - \gamma_s^{sa} I_{po}) - \left[(\delta_a - \delta_s - 2\delta_p) + i(\gamma_a I_{po} + \gamma_s^* I_{po} - 2\gamma_p^s I_{so} + \Delta)\right]^2}{4}}.$$

Для антистоксовой компоненты выражение для фазы имеет вид ( $\varphi_{po,so} = 0$ )  $\varphi_a(z) = (\Delta - \gamma)z/2 - \pi/2$ .

Из (5) следует, что фазовая скорость волны возбуждения и показатель преломления среды зависят от ее интенсивности  $I_{po}$ , наблюдается эффект самовоздействия световой волны. В ПЗП имеем известный результат  $\varphi_p(z) = \varphi_{po}$ , т. е. постоянство фазы волны накачки. Из (5) также следует, что фазовая скорость волны накачки изменяется при изменении интенсивностей волны накачки и стоксовой волны и фазовой расстройки между взаимодействующими волнами.

**Результаты и их обсуждение.** На рис. 2, *a* показана динамика пространственного изменения фазы волны накачки и антистоксовой компоненты рассеяния по мере распространения в оптоволокне. В точках пересечения прямых  $\varphi_p(z)$  и  $\varphi_a(z)$  фазовые скорости обеих волн совпадают, происходит эффективная перекачка энергии основного излучения накачки в энергию антистоксовой компоненты, наблюдаются максимумы кривых  $I_a(z)/I_{so}$  на рис. 2, *b* (ср. кривые 1–5). Согласно расчетам, если фаза антистоксовой компоненты изменяется от  $-1.5$  до  $3$  рад, то относительная фаза волны накачки изменяется незначительно (от  $0$  до  $-2 \cdot 10^{-11}$  рад).

Зависимости изменения фазы волны накачки  $\varphi_p(z)$  по мере распространения в нелинейной среде, полученные в ПЗИ из (5), представлены на рис. 3, *a*. При расчетах в объемной среде полагаем  $|\gamma_p^{sa}| = |\gamma_s^*| = |\gamma_a| = |\gamma_a^{sa}| = |\gamma_s^{sa}| = 2 \cdot 10^{-14}$  м/В<sup>2</sup>,  $\lambda = 532$  нм (ячейка с газообразным водородом, накачиваемая на  $\lambda = 532$  нм второй гармоники неодимового лазера на стекле, в которой переходы КР находятся в резонансе с  $Q(1)$ -линией колебательного уровня энергии молекулярного водорода), плотность мощности  $I_{po} = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{so} = 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> для разных  $\Delta$  [7, 15]. Выполняется сложный закон пространственного изменения фазы волны накачки. Поведение кривых на рис. 3, *a* аналогично кривым, полученным из численного расчета для случая ГВГ в объемной среде [17].

Как показывает практика последних десятилетий, для передачи информации наиболее перспективно использование оптоволокна. Приведем пример. В датчиках DTS регистрируется КР лазерного луча на молекулярных колебаниях. Благодаря низким потерям в оптоволокне распределенное зондирование реализуется на глубине десятки километров. Проведем численный анализ для случая КАРС в оптоволокне, где значительно увеличивается эффективность преобразования благодаря минимальным потерям и высокой концентрации поля из-за сохранения поперечного размера лазерного излучения вдоль всей длины световода. Это приводит к большим значениям длины взаимодействия. Отметим, что в кварцевых световодах кубичная восприимчивость носит электронный характер и компоненты  $\chi^{(3)}$  почти одинаковы [14, 16]. Поэтому при расчетах нелинейные кубичные восприимчивости  $\chi_{p,s,a}^{(3)}$  взяты равными, а нелинейный показатель преломления, связанный с  $\chi_{p,s,a}^{(3)}$ ,  $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-20}$  м<sup>2</sup>/Вт. Предполагается, что интегралы перекрытия  $f_{ijkl}$  ( $ij = p, ps, a$ ) для разных мод одинаковы и обратно пропорциональны эффективной площади оптической моды излучения  $A_{\text{eff}}$  ( $f_{ijkl} \approx A_{\text{eff}}$ ), что верно для одномодовых волноводов [16]. В области  $\lambda = 1.5$  мкм параметр  $A_{\text{eff}} = 50$  мкм<sup>2</sup>, что характерно для оптического волокна с радиусом сердцевины 4 мкм. Результаты расчета представлены на рис. 2 и 3, *b*. Для оптоволокна при расчетах полагаем  $n = 1.46$ , плотность мощности стоксовой волны  $I_{so} = 10^2$  Вт/см<sup>2</sup> и накачки  $I_{po} = 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>,  $|\gamma_p^{sa}| = |\gamma_s^*| = |\gamma_a| = |\gamma_a^{sa}| = |\gamma_s^{sa}| = 1.34 \cdot 10^{-13}$  м/Вт [16].

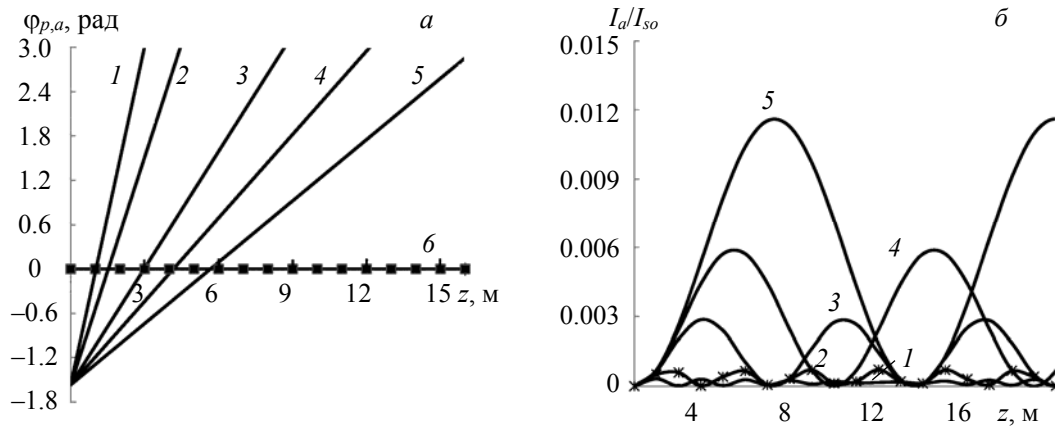


Рис. 2. Пространственные изменения (а) фазы антистоксовой компоненты рассеяния  $\varphi_a(z)$  (1—5) и волны накачки  $\varphi_p(z)$  (б) по мере распространения в оптоволоконне и зависимости приведенной интенсивности антистоксовой компоненты  $I_a(z)/I_{so}$  от длины нелинейной среды  $z$  (б), полученные в ПЗИ при  $I_{so} = 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{po} = 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, для  $\Delta = 3$  (1), 2 (2), 1 (3), 0.7 (4, б) и 0.5 м<sup>-1</sup> (5)

На рис. 3, б показаны зависимости изменения фазы волны накачки  $\varphi_p(z)$  по мере распространения в оптоволоконне, полученные в ПЗИ из (5), для параметров, соответствующих случаю оптоволоконна. Из сравнения рис. 3, а и б видно, что при характерных параметрах для обоих случаев изменение фазы волны накачки в оптоволоконне на два порядка выше, чем в объемной среде. Если в обычной среде с уменьшением фазовой расстройки  $\Delta$  абсолютное значение фазы волны накачки возрастает, то в оптоволоконне, наоборот, уменьшается (ср. кривые 1—4 на рис. 3, а и кривые 3 и 4, 5 и б на рис. 3, б). Для оптоволоконна также рассмотрен случай разных интенсивностей накачки  $I_{po}$ . При прохождении одинакового расстояния  $z$  в среде рост интенсивности ведет к увеличению абсолютного значения  $\varphi_p(z)$  (ср. кривые 1 и 2, 3 и 4, 5 и б).

Таким образом, анализ четырехволнового параметрического взаимодействия показывает, что фазовые соотношения между взаимодействующими волнами существенно влияют на динамику нелинейного процесса и их необходимо учитывать при разработке конкретных систем регистрации оптического сигнала, в частности волоконных систем регистрации. Обнаруженное на два порядка большее изменение фазы световой волны при распространении в оптоволоконне по сравнению с прохождением того же расстояния в объемной среде можно использовать в лазерных системах прецизионного контроля, базирующихся на измерении фазы волны, например при высокоточных фазовых измерениях малых смещений.

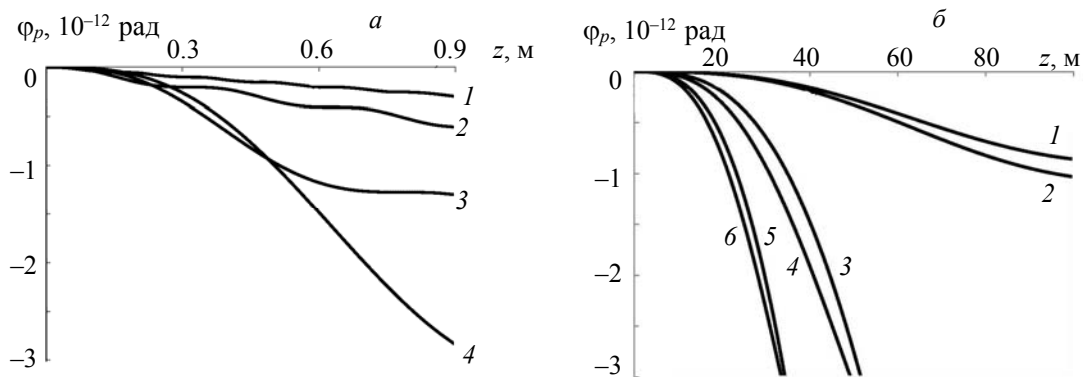


Рис. 3. Пространственные изменения фазы волны накачки  $\varphi_p(z)$  по мере распространения: а — в объемной нелинейной среде при  $I_{so} = 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{po} = 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, для  $\Delta = 40$  (1), 20 (2), 8 (3) и 5 м<sup>-1</sup> (4); б — в оптоволоконне при  $I_{so} = 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_{po} = 10^6$  (1),  $1.2 \cdot 10^6$  (2),  $10^7$  (3, 4) и  $2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> (5, б),  $\Delta = 0.05$  (1, 2), 0.042 (3), 0.07 (4, 5) и 0.09 м<sup>-1</sup> (б); кривые рассчитаны в ПЗИ

**Заключение.** Для повышения уровня отношения сигнал/шум в распределенных температурных датчиках при комбинационном рассеянии света рассмотрена возможность использования рассеяния на когерентно оптически подготовленных уровнях, т. е. процесс когерентного антистоксова рассеяния света. Изменяя интенсивность накачки, можно контролировать и управлять интенсивностью выходного когерентного излучения антистоксовой компоненты. Показано, что влияние эффектов само- и кросс-модуляции в мощном поле лазерного излучения приводит к изменению условий генерации антистоксовой компоненты рассеяния. При нелинейно-оптическом процессе рассеяния частоты интенсивной световой волны важно учитывать эффекты, оказывающие непосредственное влияние на оптимальное фазовое соотношение между взаимодействующими волнами. Подробно проанализирована когерентная длина взаимодействия вблизи точного резонанса в приближении, учитывающем изменения фаз всех взаимодействующих волн.

Результаты работы могут быть использованы при лазерных разработках высокоточных фазовых измерителей малых смещений.

- [1] **A. P. Zhevlakov, V. Bepalov, V. V. Elizarov, A. S. Grishkanich, S. V. Kascheev, E. A. Makarov, S. A. Bogoslovsky, A. A. P'inskiy.** SPIE Remote Sensing – Int. Soc. Opt. and Photon., **9245** (2014) 92451U-92451U-7
- [2] **R. Cannon, F. Aminzadeh.** SPE Digital Energy Conference and Exhibition Held in the Woodlands, Texas, USA, 5–7 March 2013, Paper SPE 163688 (2013) 1—10
- [3] **A. Bukhamsin, R. Horne.** SPE Ann. Tech. Conference and Exhibition Held in Amsterdam, the Netherlands, 27–29 October 2014, Paper SPE 170679-MS (2014) 1—19
- [4] **И. Р. Шен.** Принципы нелинейной оптики, Москва, Наука (1989) [**Y. R. Shen.** Principles of Nonlinear Optics, Wiley, New York (1984)]
- [5] **W. M. Tolles, J. W. Nibler, J. R. McDonald, A. B. Harvey.** Appl. Spectrosc., **31**, N 4 (1977) 253—271
- [6] **Д. А. Акимов, С. О. Коноров, М. В. Алфимов, А. А. Иванов, В. И. Белоглазов, Н. Б. Скибина, А. Б. Федотов, Д. А. Сидоров-Бирюков, А. Н. Петров, А. М. Желтиков.** Квант. электрон., **34**, № 5 (2004) 473—476 [**D. A. Akimov, S. O. Konorov, M. V. Alfimov, A. A. Ivanov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, A. B. Fedotov, D. A. Sidorov-Biryukov, A. N. Petrov, A. M. Zheltikov.** Quantum Electron., **34**, N 5 (2004) 473—476]
- [7] **N. Vermeulen, C. Debaes, H. Thienpont.** IEEE J. Quantum Electron., **44**, N 12 (2009) 1248—1255
- [8] **R. J. Kasumova.** Appl. Opt., **40**, N 28 (2001) 5517—5521
- [9] **Р. Дж. Касумова.** Журн. прикл. спектр., **68**, N 5 (2001) 577—580 [**R. J. Kasumova.** J. Appl. Spectr., **68**, N 5 (2001) 577—580]
- [10] **Н. Бломберген.** Нелинейная оптика, Москва, Мир (1966) [**N. Blombergen.** Nonlinear Optics, W. A. Benjamin, Inc. New York-Amsterdam (1965)]
- [11] **В. С. Бутылкин, В. Г. Венкин, В. П. Протасов, П. С. Фишер, Ю. Г. Хронопуло, М. Ф. Шляев.** ЖЭТФ, **70** (1975) 829—839
- [12] **З. Х. Тагиев, А. С. Чиркин.** ЖЭТФ, **73** (1977) 1271 [**Z. H. Tagiev, A. S. Chirkin.** Zh. Eksp. Teor. Fiz., **46**, N 4 (1977) 669—675]
- [13] **Z. H. Tagiev, R. J. Kasumova, R. A. Salmanova, N. V. Kerimova.** J. Opt. B: Quantum Sem. Opt., **3** (2001) 84—87
- [14] **Z. H. Tagiev, R. J. Kasumova.** Opt. Commun., **261** (2006) 258—265
- [15] **William K. Bischel, Mark J. Dyer.** J. Opt. Soc. Am. B, **3**, N 5 (1986) 677—682
- [16] **R. W. Boyd.** Nonlinear Optics, New York, Academic Press (2008)
- [17] **Г. Агравал.** Нелинейная волоконная оптика, Москва, Мир (1996) [**G. Agrawal.** Nonlinear Fiber Optics, Academic, San-Diego, CA (1995)]