

07

О выборе диагностических параметров в спекл-коррелометрии полного поля

© Д.А. Зимняков, Р.А. Здражевский, О.В. Ушакова

Саратовский государственный технический университет
E-mail: zimnykov@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 апреля 2011 г.

Исследованы возможности повышения чувствительности спекл-коррелометрии полного поля к вариациям подвижности рассеивающих центров в случайно-неоднородных средах. Предлагаемый подход основан на использовании в качестве диагностических параметров выборочных значений коэффициентов асимметрии и эксцесса флуктуаций интенсивности интегрируемых по времени динамических спеклов.

Методы спекл-коррелометрии полного поля успешно применяются для визуализации микрогемодинамики и анализа процессов термической модификации в биотканях [1–6], исследования процессов переноса жидкостей в пористых средах [7] и др. Данные методы основаны на анализе зависимости контраста интегрируемых по времени спекл-модулированных изображений поверхности зондируемого объекта от времени интегрирования (времени экспозиции при регистрации изображения):

$$V(T) = \sigma_I(T)/\langle I \rangle, \quad (1)$$

где $\sigma_I(T)$ и $\langle I \rangle$ — среднеквадратичное значение флуктуационной составляющей и среднее значение интенсивности интегрируемых динамических спеклов. В работе [8], где впервые рассмотрен принцип визуализации рассеивающих сред с использованием контраста усредненных по времени спеклов и предложено название LASCA (Laser Speckle

Contrast Analysis) для данного метода, приведено соотношение между $V(T)$ и нормированной автокорреляционной функцией флуктуаций интенсивности спеклов:

$$g_2(\tau) = \langle (I(t+\tau) - \langle I \rangle)(I(t) - \langle I \rangle) \rangle / \langle (I(t+\tau) - \langle I \rangle)^2 \rangle :$$

$$V(T) = \sqrt{\left\{ (1/T) \int_0^T g_2(\tau) d\tau \right\}}. \quad (2)$$

Данное выражение для идеального случая регистрации развитого линейно поляризованного спекл-поля предсказывает асимптотическое поведение вида $V(T)|_{T \rightarrow 0} \rightarrow 1$ и $V(T)|_{T \rightarrow \infty} \rightarrow 0$. Поскольку время корреляции флуктуаций интенсивности спеклов τ_c определяется временем $\Delta\tau$ смещения рассеивающих центров в среде на расстояние порядка длины волны λ (и соответственно подвижностью рассеивающих центров) и средней кратностью рассеяния излучения в среде $\langle n \rangle : \tau_c \sim \Delta\tau \langle n \rangle$, то измеряемое значение $V(T)|_{T=\tilde{\tau}_c}$ ($\tilde{\tau}_c$ — характерное для рассеивающей системы время корреляции) является диагностическим параметром, зависящим от вариаций параметров подвижности рассеивающих центров (средней скорости или коэффициента диффузии) по отношению к усредненным по зондируемому объему значениям.

В более поздних работах по методу LASCA [9,10] предложена модификация (2), учитывающая влияние на $V(T)$ прямоугольной оконной функции при интегрировании:

$$V(T) = \sqrt{\left\{ (2/T) \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) g_2(\tau) d\tau \right\}}. \quad (3)$$

Моделирование формирования интегрируемых по времени спеклов [9] показало, что различие в вычисляемых в соответствии с (2) и (3) значениях $V(T)$ может играть существенную роль в случае точных спекл-корреляционных измерений.

Традиционные методы спекл-коррелометрии с использованием $V(T)$ как диагностического параметра характеризуются чувствительностью к вариациям подвижности рассеивателей $\partial V / \partial \langle v \rangle \sim K_1 K_2 \langle n \rangle / \lambda$ (для случая средней скорости рассеивателей как характеристики подвижности); K_2 — размерный коэффициент, зависящий от формы $g_2(\tau)$

и значений T и $\tilde{\tau}_c$; безразмерный коэффициент K_1 определяется диапазоном изменения диагностического параметра в интервале $0 < T < \infty$ и для $V(T)$ не превышает 1. Целью данной работы является исследование возможности повышения чувствительности спекл-коррелометрии полного поля путем использования иных параметров на основе выборочных оценок статистических моментов пространственных флуктуаций интегрируемых по времени динамических спеклов. В качестве подобных параметров рассмотрены коэффициенты асимметрии $\gamma_1 = \langle (I - \langle I \rangle)^3 \rangle / \{ \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle \}^{\frac{3}{2}}$ и эксцесса $\gamma_2 = \langle (I - \langle I \rangle)^4 \rangle / \{ \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle \}^2 - 3$. Качественный анализ статистики флуктуаций интенсивности I_T , интегрируемых по времени динамических спеклов в зависимости от T , показывает, что для идеального случая регистрации развитого линейно поляризованного спекл-поля функция плотности вероятности $\rho(I_T)$ характеризуется асимптотическим поведением вида $\rho(I_{T \rightarrow 0}) \rightarrow (1/\langle I_T \rangle) \exp(-I_T/\langle I_T \rangle)$ и $\rho(I_{T \rightarrow \infty}) \rightarrow \left(1/\sqrt{2\pi\sigma_{I_T}^2}\right) \exp\{-(I_T - \langle I_T \rangle)^2/2\sigma_{I_T}^2\}$, $\sigma_{I_T} \rightarrow 0$ [11]. Учитывая, что для развитых спекл-полей выполняется соотношение для факториальных моментов: $\langle I^n \rangle / \langle I \rangle^n = n!$ [11], можно получить, что $\gamma_1(T)|_{T \rightarrow 0} \rightarrow 2$; $\gamma_2(T)|_{T \rightarrow 0} \rightarrow 6$ и соответственно $\gamma_1(T)|_{T \rightarrow \infty} \rightarrow 0$; $\gamma_2(T)|_{T \rightarrow \infty} \rightarrow 0$. Таким образом, диапазон вариации $\gamma_1(T)$ и $\gamma_2(T)$ при изменениях T/τ_c от 0 до ∞ выше, чем в случае $V(T)$, что соответствует их более высокой чувствительности к изменениям подвижности рассеивателей.

Экспериментальная проверка возможности использования $\gamma_1(T)$ и $\gamma_2(T)$ в качестве диагностических параметров в спекл-коррелометрии полного поля проводилась с использованием установки, схематически представленной на рис. 1. Коллимированный пучок гелий-неонового лазера ГН-5П ($\lambda = 632.8$ nm, выходная мощность 5 mW, линейная поляризация) освещал поверхность вращающегося шлифованного алюминиевого или полистиролового дисков, имитирующих нестационарные рассеивающие системы. Спекл-модулированное изображение участка поверхности формировалось на ПЗС-матрице видеокамеры типа VS-СТТ 075-2000 с помощью варифокального объектива NATIONAL CCTV ZOOM LENS 12.5–75 mm. Частота вращения диска изменялась от 0.005 до 0.03 Hz; диаметр освещенного участка на поверхности диска составлял 5 mm, расстояние от центра участка до оси вращения составляло 10 mm. Время интегрирования динамических спеклов изме-

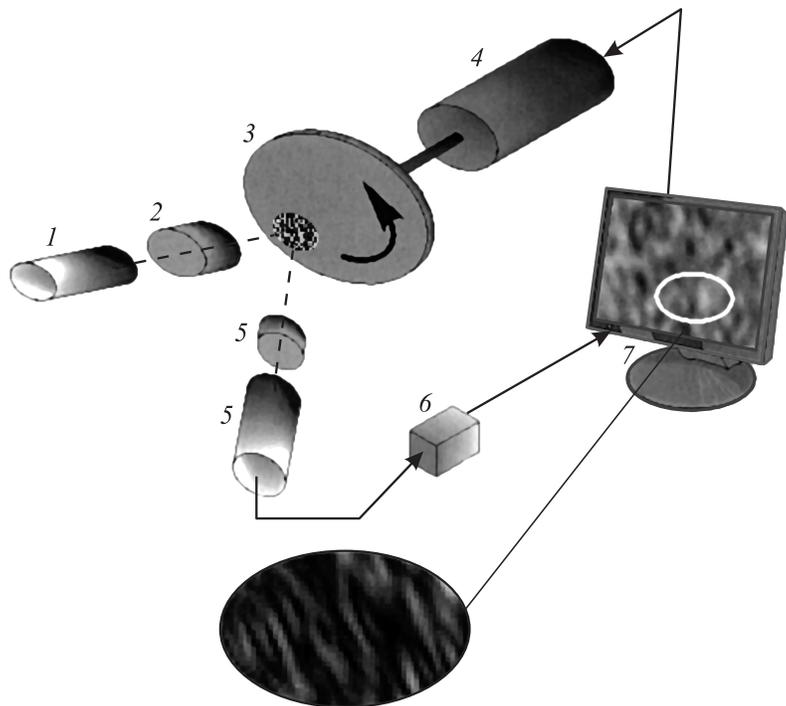


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — He–Ne-лазер, 2 — коллиматор, 3 — вращающийся диск, 4 — управляемый привод, 5 — ПЗС-камера с варифокальным объективом, 6 — плата видеозахвата, 7 — ПК; на врезке: фрагмент регистрируемого изображения динамических спеклов (Al-диск), анизотропный характер спеклов обусловлен влиянием формы ирисовой диафрагмы объектива при малых значениях светосилы.

нялось от 40 ms до 2 s, при этом коэффициент масштабирования АЦП ПЗС-камеры для каждого значения времени экспозиции подбирался таким образом, чтобы средняя яркость получаемых спекл-модулированных изображений от кадра к кадру изменялась не более чем на 10–15%. Для вычисления выборочных значений $V(T)$, $\gamma_1(T)$, $\gamma_2(T)$ выбирались статистически однородные центральные зоны изображений.

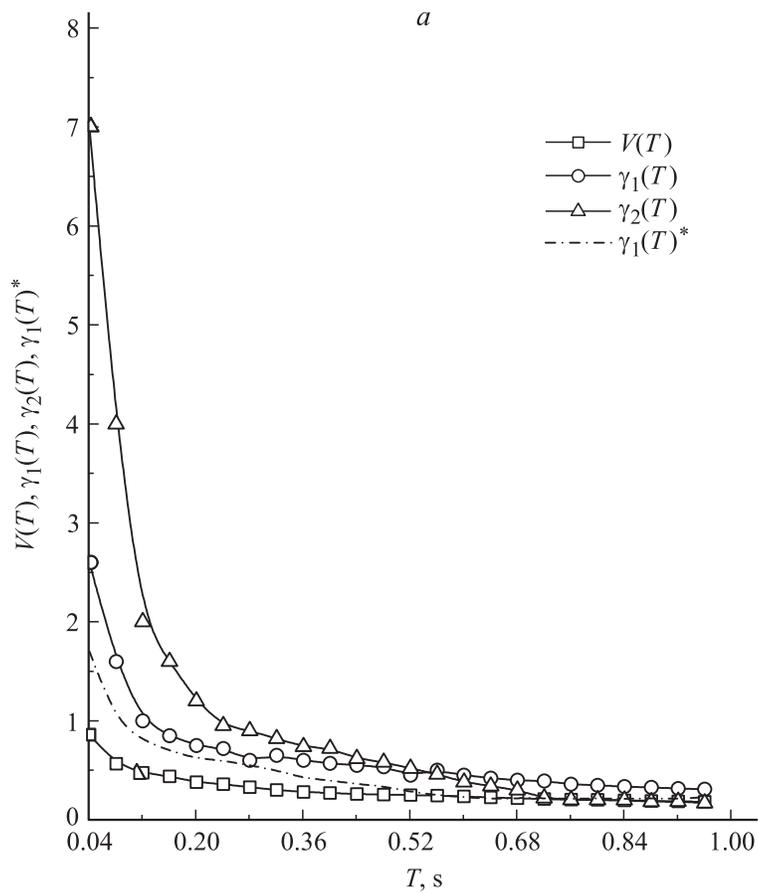


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $V(T)$, $\gamma_1(T)$ и $\gamma_2(T)$ — частота вращения образцов 0.01 Hz, $\gamma_1(T)^*$ — частота вращения 0.03 Hz (*a* — алюминиевый диск, *b* — полистироловый диск).

На рис. 2 приведены полученные в эксперименте зависимости $V(T)$, $\gamma_1(T)$, $\gamma_2(T)$ от времени интегрирования при частоте вращения дисков 0.01 Hz. Следует отметить, что в случае металлического диска („поверхностное рассеяние“) асимптотические значения $\gamma_1(T) \approx 2.6$

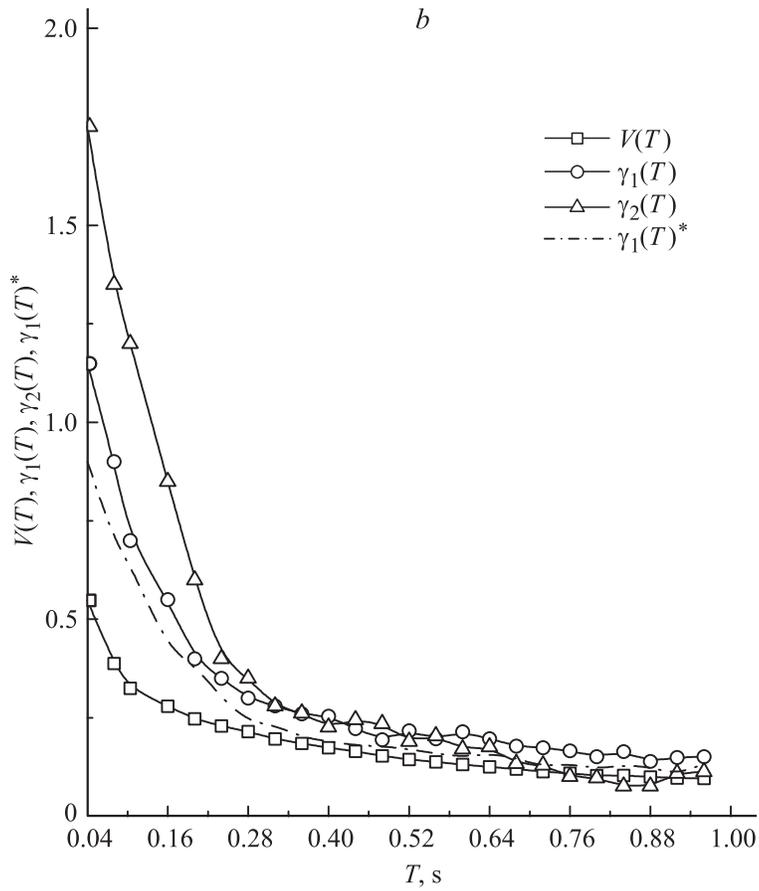


Рис. 2 (продолжение).

и $\gamma_2(T) \approx 7$ при минимальном времени интегрирования оказываются несколько больше теоретических значений для развитого спекл-поля $\gamma_1(T) = 2$ и $\gamma_2(T) = 6$, что предположительно обусловлено небольшими отклонениями функции плотности вероятности интенсивности от классической экспоненциальной формы при малых числах спеклов в пределах анализируемой зоны. Напротив, при использовании поли-

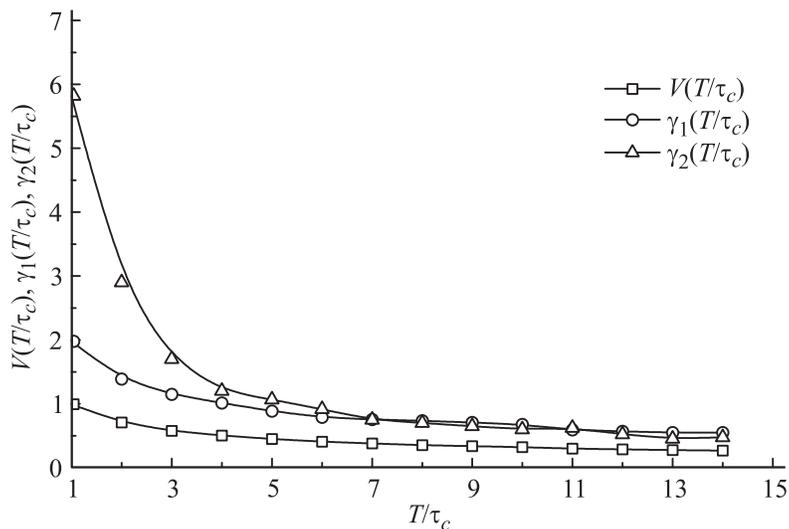


Рис. 3. Теоретические зависимости $V(T/\tau_c)$, $\gamma_1(T/\tau_c)$ и $\gamma_2(T/\tau_c)$ от T/τ_c для идеального случая.

стиролового диска в качестве модельного рассеивателя („объемное рассеяние“) наблюдаются более низкие по сравнению с теоретическими значения $V(T) \approx 0.55$, $\gamma_1(T) \approx 1.15$ и $\gamma_2(T) \approx 1.75$, что может быть обусловлено влиянием частичной деполяризации рассеянного лазерного излучения при объемном многократном рассеянии. Влиянием кратности рассеяния в случае рис. 2, *b* можно объяснить более быстрый спад анализируемых параметров по сравнению со случаем поверхностного рассеяния. Оценки $\langle n \rangle$ для полистирола из сопоставления данных рис. 2, *a* и *b* при одинаковых T дают величину порядка 4–5, что удовлетворительно согласуется с известными данными о параметре анизотропии g и транспортном коэффициенте рассеяния полистирола μ'_s в видимой области [12] (при обратном рассеянии $\langle n \rangle \sim 2\langle Z \rangle / l \approx 2 / \mu'_s l \approx 2 / (1 - g)$, где $\langle Z \rangle$ — средняя глубина проникновения лазерного излучения в среду, l — длина рассеяния излучения в среде). На графиках рис. 2 для сравнения также представлены зависимости $\gamma_1(T)^*$, полученные при большей частоте вращения дисков (0.03 Hz).

Значения производных от $V(T)$, $\gamma_1(T)$ и $\gamma_2(T)$ по безразмерному параметру $T/\tilde{\tau}_c$, усредненные по указанным в таблице интервалам значений $T/\tilde{\tau}_c$

	$\partial V/\partial(T/\tilde{\tau}_c)$	$\partial\gamma_1/\partial(T/\tilde{\tau}_c)$	$\partial\gamma_2/\partial(T/\tilde{\tau}_c)$
Поверхностное рассеяние (эксперимент) $1.5 < T/\tilde{\tau}_c < 2$	0.18 ± 0.03	0.7 ± 0.05	2.2 ± 0.3
Объемное рассеяние (эксперимент) $4 < T/\tilde{\tau}_c < 8$	0.037 ± 0.005	0.068 ± 0.007	0.105 ± 0.015
Моделирование $1.5 < T/\tilde{\tau}_c < 2$	0.23 ± 0.03	0.5 ± 0.06	2.25 ± 0.25

На рис. 3 представлены теоретические зависимости $V(T)$, $\gamma_1(T)$ и $\gamma_2(T)$ от T для идеального случая, полученные в результате статистического моделирования процесса интегрирования по времени развитого динамического спекл-поля с заданным временем корреляции флуктуаций интенсивности, а в таблице приведены приближенные оценки максимальных значений величин $\partial V/\partial(T/\tilde{\tau}_c)$, $\partial\gamma_1/\partial(T/\tilde{\tau}_c)$ и $\partial\gamma_2/\partial(T/\tilde{\tau}_c)$, характеризующих чувствительность рассматриваемых диагностических параметров к изменениям времени интегрирования при фиксированном $\tilde{\tau}_c$: $\partial(T/\tau_c) = (1/\tau_c)dT$, или к изменениям времени корреляции $\tilde{\tau}_c \sim \lambda/\langle v \rangle$ вследствие вариаций подвижности рассеивающих центров $\langle v \rangle$ при фиксированном T : $\partial(T/\tau_c) \sim (T/\lambda)d(\langle v \rangle)$. Оценки выполнены по полученным экспериментальным данным для случаев поверхностного и объемного рассеяния, а также с использованием результатов статистического моделирования. Представленные в таблице оценки демонстрируют существенно более высокую чувствительность $\gamma_1(T)$ и $\gamma_2(T)$ по сравнению с $V(T)$ к вариациям T/τ_c , но в то же время характеризуются большим разбросом значений, обусловленным меньшей робастностью выборочных оценок статистических моментов высших порядков. Влияние этого фактора может быть минимизировано, например, путем увеличения анализируемого участка интегрируемого по времени спекл-модулированного изображения.

В заключение следует отметить, что рассмотренный подход к анализу спекл-коррелометрических данных на основе использования выборочных оценок статистических моментов третьего и более высоких порядков пространственных флуктуаций интегрируемых по времени динамических спеклов может быть рекомендован для анализа „медленной“ динамики рассеивающих центров в гетерогенных системах (например, медленного испарения жидкой фазы из пористых слоев, процессов массопереноса с малыми скоростями в живых системах и др.).

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-01048-а и 11-02-12112-офи-м-2011.

Список литературы

- [1] *Serov A., Steenbergen W., F. de Mul* // J. Opt. Soc. 2001. V. A18. P. 622–630.
- [2] *Dunn A.K., Bolay H., Moskowitz M.A., Boas A.D.* // Journal of Cerebral Blood Flow & Metabolism. 2001. V. 21. P. 195–201.
- [3] *Boas A.D., Dunn A.K.* // JBO. 2010. V. 15(1). P. 011109.
- [4] *Зимняков Д.А., Хмара М.Б., Виленский М.А., Козлов В.В., Горфинкель И.В., Садовой А.В., Здражевский Р.А., Исаева А.А.* // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107. С. 941–947.
- [5] *Zimnyakov D.A., Sviridov A.P., Kuznetsova L.V., Baranov S.A., Ignatieva N.Yu.* // Applied Optics. 2009. V. 45. P. 4480–4490.
- [6] *Зимняков Д.А., Свидилов А.П., Кузнецова Л.В., Баранов С.А., Игнатьева Н.Ю., Лукин В.В.* // ЖФХ. 2007. Т. 81. № 4. С. 725–731.
- [7] *Зимняков Д.А., Садовой А.В., Виленский М.А., Захаров П.В., Мюллер Р.* // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. № 2. С. 351–369.
- [8] *Briers J.D., Webster S.* // J. Biomed. Opt. 1996. V. 1. P. 174–179.
- [9] *Zakharov P., Volker A.C., Buck A., Weber B., Scheffold F.* // Opt. Lett. 2006. V. 31. P. 3465–3467.
- [10] *Zakharov P., Völker A.C., Wyss M.T., Haiss F., Calcinaghi N., Zunzunegui C., Buck A., Scheffold F., Weber B.* // Optics Express. 2009. V. 17(16). P. 13904–13917.
- [11] Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов / Под ред. Г. Камминс, Э.Р. Пайк. М.: Мир, 1978. С. 584.
- [12] *Zimnyakov D.A., Jung-Taek O., Sinichkin Yu.P., Trifonov V.A., Gurianov E.V.* // JOSA A. 2004. V. 21. Iss. 1. P. 59–70.