

УДК 535.4+57.08

ДИНАМИЧЕСКАЯ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В ТОНКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

А. П. Владимиров^{1,2*}

¹ Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург;

² Екатеринбургский НИИ вирусных инфекций Роспотребнадзора, г. Екатеринбург, Россия

Теоретически и экспериментально изучена динамика спеклов, возникающая при освещении тонких биологических объектов через диффузный рассеиватель. В теоретической части работы использована модель, учитывающая случайные изменения во времени разности фаз $\Delta\varphi$ пар волн, проходящих через объект. Дается вывод формулы для усредненной по времени интенсивности излучения в некоторой точке наблюдения и формулы для временной автокорреляционной функции интенсивности излучения. Обсуждается связь между характеристиками случайной величины $\Delta\varphi$ и параметрами динамики спеклов. Отдельно рассмотрен случай возникновения квазипериодического изменения интенсивности излучения. Теоретические результаты использованы для интерпретации данных, полученных в экспериментах по изучению метаболической активности клеток, культивированных на прозрачной подложке.

ВВЕДЕНИЕ

Если шероховатый объект осветить когерентным излучением, то в свободном пространстве и в плоскости его изображения наблюдается в макроскопическом смысле однородное, но в микроскопическом смысле неоднородное распределение интенсивности излучения. Неоднородности или «спеклы» случайного размера и яркости возникают в результате взаимной интерференции многих волн со случайными амплитудами и фазами. Со свойствами неподвижных спеклов можно ознакомиться, например, в работах [1–5].

При поступательном перемещении, повороте и деформации объекта имеет место смещение спеклов в пространстве и изменение структуры спекл-поля. Динамика спеклов возникает также при наложении двух спекл-полей, сформированных двумя перемещающимися шероховатыми объектами. В области перекрытия спеклов, наряду со смещением спеклов и изменением их структуры, возникает интерференционный эффект, связанный с изменением во времени разности перемещений двух объектов.

Динамические спекловые эффекты можно наблюдать с помощью не шероховатых, в том числе и прозрачных (фазовых), объектов. Для этого такие объекты освещают через диффузор, например матовое стекло.

В настоящее время имеется большое число публикаций по теории, экспериментальным исследованиям и применению указанных выше эффектов [4–18]. Для определения полей перемещений, деформаций, поворотов и скорости движения различных объектов в основном применяются методы голографической интерферометрии [6, 7], корреляционной [8], динамической [9] спекл-интерферометрии и методы регистрации смещений [10] и изменений [11–13] спекл-полей. В методах [6–8] возможна предварительная регистрация двух спекл-полей, существующих в разные моменты времени, а в методах [10–13] измерения проводятся в реальном времени.

* vap52@bk.ru

Указанные выше методы [6–13], как правило, ориентированы на анализ макроскопических процессов. Вместе с тем логика развития оптики спеклов и нужды практики ставят задачу изучения микроскопических процессов, протекающих на структурном уровне. В частности, в медицине проблема выбора индивидуального лекарства для пациента требует изучения процессов в клетках и в их мембранах. Поскольку на структурном уровне свойства биологических сред случайны, то при прохождении волн через различные участки клетки их фазы случайным образом изменяются во времени. Вследствие этого вариация интенсивности излучения в точке наблюдения также является случайным процессом. Сложность теоретического анализа подобных явлений заключается в том, что в общем случае необходимо знание дисперсионных соотношений, характеризующих изменения фаз волн в пространстве и во времени.

На практике возможен вариант, когда случайные фазы волн, изменяющиеся в пространстве и во времени, являются независимыми. В частности, такая ситуация может иметь место, если область пространственной корреляции физической величины, вызывающей изменения фаз волн, меньше длины волны света λ . Для отражающего объекта она рассмотрена в работе [19], а для прозрачных объектов — в работах [20, 21].

На основе данных, полученных в статье [21], авторами [22] были разработаны устройство и методика, предназначенные для исследования явлений в монослое клеток, культивированных на стеклянной пластине. Была разработана процедура регистрации и обработки динамики спеклов и найден параметр, характеризующий метаболическую активность клеток.

Недостатком теории, опубликованной в работах [20, 21], является трудность её применения в случае, когда фазы волн изменяются во времени вследствие различных процессов, одновременно протекающих на разных временных масштабах. Настоящая работа направлена на модернизацию методики, позволяющую преодолеть имеющийся недостаток. Идея заключается в использовании процедуры усреднения динамики спеклов во времени. Если известно характерное время τ_0 изменения фаз волн, соответствующее наиболее быстрому процессу, то время усреднения T регистрируемых оптических сигналов можно взять большим, чем τ_0 . В этом случае динамика спеклов будет формироваться вследствие более медленных процессов, а интерпретация экспериментальных данных может упроститься.

Таким образом, целью работы являлось теоретическое обоснование метода усреднения во времени динамики спеклов, вызванной случайными изменениями разностей фаз волн в тонких прозрачных объектах, и его использование для анализа метаболической активности клеток, культивированных на прозрачной подложке.

1. ТЕОРИЯ МЕТОДА УСРЕДНЕНИЯ ДИНАМИКИ СПЕКЛОВ

Целью теоретического анализа на первом этапе является получение выражения для средней по времени T интенсивности излучения $\tilde{I}(\mathbf{q})$ в некоторой точке плоскости наблюдения $\mathbf{q}$, а затем — временной автокорреляционной функции случайного процесса $\tilde{I} = \tilde{I}(t)$.

1.1. Средняя во времени интенсивность излучения

Выражение для величины $\tilde{I}(\mathbf{q})$ получим на основе модели трёхмерного рассеивателя, опубликованной в работе [23]. Пусть точечный источник когерентного излучения с длиной волны λ , расположенный в точке 1, освещает точечные центры рассеяния, хаотично расположенные в тонком диффузоре 2 вблизи плоскости xy , как показано на рис. 1. Пусть положение точечного источника задаётся радиус-вектором $\mathbf{s}$. Для упрощения задачи примем, что показатели преломления среды в диффузоре и вне него одинаковы и равны единице. На расстоянии L_0 от плоскости xy

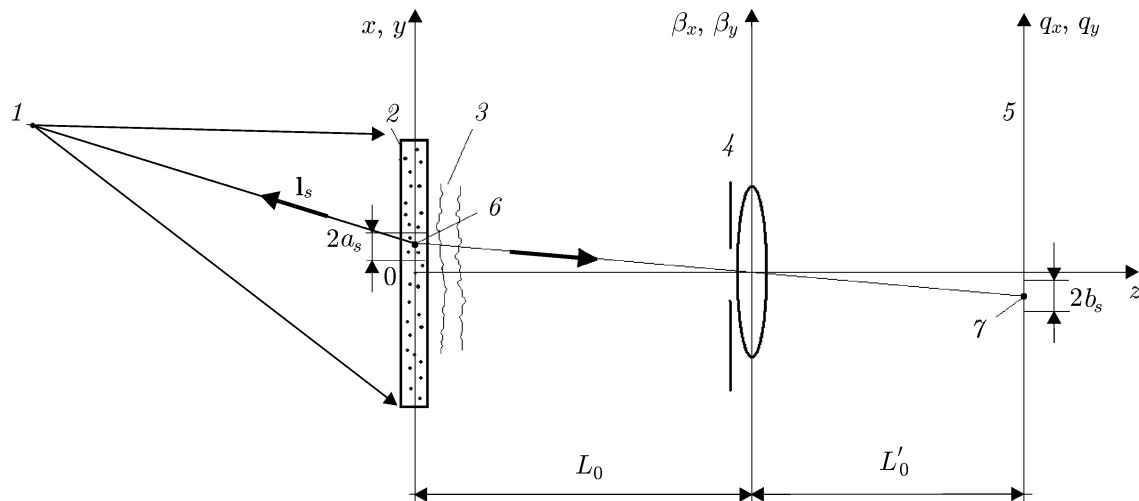


Рис. 1. Оптическая система и обозначения: 1 — точечный источник света, 2 — диффузор, 3 — тонкий фазовый объект, 4 — тонкая линза с диафрагмой, 5 — плоскость наблюдения, 6 и 7 — сопряжённые точки

в плоскости $\beta_x\beta_y$ располагается тонкая линза с фокусным расстоянием f и диаметром диафрагмы D . Плоскости xy и q_xq_y являются сопряжёнными. Все рассматриваемые волны мы считаем линейно поляризованными в одном направлении. Принимаем, что фаза φ_j волны, рассеянной j -м центром, случайна и в произвольную точку плоскости $\beta_x\beta_y$ приходят волны от всех центров рассеяния.

Пусть вблизи диффузора справа располагается тонкий фазовый объект 3, показатель преломления которого изменяется во времени (рис. 1). Принимаем, что на отрезке, равном продольному разрешению линзы, укладывается сумма толщины диффузора, толщины объекта и расстояния от объекта до диффузора. Полагаем также, что точечные рассеивающие центры располагаются достаточно разреженно, так что случайные фазы прошедших через объект волн являются независимыми.

Получим сначала выражение для интенсивности излучения $I(\mathbf{q})$ в некоторой точке $\mathbf{q}$ плоскости q_xq_y в отсутствие фазового объекта. Мы предполагаем, что оптическая система не разрешает отдельные центры рассеяния, а в области поперечного разрешения линзы находится достаточно большое число центров рассеяния. Для суммарной комплексной амплитуды $A(\beta)$ в произвольной точке β плоскости $\beta_x\beta_y$ имеем

$$A(\beta) = \sum_{j=1}^M a_j(\beta), \quad (1)$$

где M — число центров рассеяния, $a_j(\beta)$ — комплексная амплитуда j -й волны в точке β . Комплексную амплитуду излучения $A(\mathbf{q})$ в точке $\mathbf{q}$ найдём, суммируя амплитуды волн, пришедших от точек плоскости $\beta_x\beta_y$ в точку $\mathbf{q}$, учитывая амплитудное, $P(\beta)$, и фазовое, $\exp[ik|\beta|^2/(2f)]$, пропускание линзы [10]:

$$A(\mathbf{q}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\beta) \exp[ik|\beta|^2/(2f)] \exp[ik|\mathbf{L}_q(\beta)|] \sum_{j=1}^M a_j(\beta) d\beta_x d\beta_y, \quad (2)$$

где i — мнимая единица, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\mathbf{L}_q(\beta)$ — вектор, соединяющий точки β и $\mathbf{q}$. Здесь и далее нижний индекс вектора обозначает положение конца вектора.

Связь между комплексными амплитудами излучения в непосредственной близости от точки $\mathbf{r}_j$ и в точке β мы возьмём в такой же форме, как и в работе [10]:

$$a_j(\beta) = \sqrt{I_0(\mathbf{r}_j)} \xi(\mathbf{r}_j) \exp \{i[k(|\mathbf{L}_s(\mathbf{r}_j)| + |\mathbf{L}_\beta(\mathbf{r}_j)|) + \varphi_j]\}, \quad (3)$$

где $I_0 = I_0(\mathbf{r})$ — распределение интенсивности освещающего излучения, $\xi = \xi(\mathbf{r})$ — в общем случае комплексный коэффициент, учитывающий долю излучения, идущего от точки $\mathbf{r}$ в точку β , $\mathbf{L}_s(\mathbf{r})$ — вектор, соединяющий точки $\mathbf{r}$ и $\mathbf{s}$, $\mathbf{L}_\beta(\mathbf{r})$ — вектор, соединяющий точки $\mathbf{r}$ и β .

Возьмём произвольную точку β в плоскости xu и сопряжённую ей точку γ в плоскости $qxqy$, которые задаются радиус-векторами $\mathbf{r}_q$ и $\mathbf{q}_r$ соответственно (рис. 1). Известно, что волна, идущая от точки β , в результате дифракции света на диафрагме с диаметром D , формирует картину Эйри с центром в точке γ . Радиус центрального пятна b_s этой картины равен $1,22\lambda L'_0/D$, где L'_0 — расстояние от линзы до плоскости $qxqy$. Области с радиусом b_s в плоскости xu соответствует область с радиусом $a_s = b_s/m$, где m — увеличение линзы. Известно, что на центральное пятно картины Эйри приходится 85 % энергии волны, прошедшей через линзу. Мы будем пренебрегать энергией волн, находящихся вне области с радиусом b_s . Это, в свою очередь, означает, что мы полагаем, что в точку γ приходят волны от центров рассеяния, расположенных лишь в области с радиусом a_s с центром в точке β . Пусть N — число таких центров.

Далее предположим, что область с радиусом a_s , толщина диффузора и величина D малы по сравнению с расстояниями от объекта до источника излучения и до линзы, а также от линзы до плоскости изображения. Рассматривая выражение $|\mathbf{L}_s(\mathbf{r})|$ как непрерывную функцию $\mathbf{r}$, разложим её в ряд Тейлора в малой окрестности точки $\mathbf{r} = \mathbf{r}_q$, учитывая производные до первого порядка включительно. Аналогичным образом, разложим выражение $|\mathbf{L}_\beta(\mathbf{r})|$ в окрестности точек $\mathbf{r} = \mathbf{r}_q$, $\beta = 0$, а также выражение $|\mathbf{L}_\beta(\mathbf{r})|$ в окрестности точек $\beta = 0$ и $\mathbf{q} = \mathbf{q}_r$. Имеем

$$\begin{aligned} |\mathbf{L}_s(\mathbf{r})| &= \rho_s + l_{sx} \Delta x + l_{sy} \Delta y + l_{sz} z, & |\mathbf{L}_\beta(\mathbf{r})| &= \rho_1 + l_x \Delta x + l_y \Delta y + l_z z - l_x \beta_x - l_y \beta_y, \\ |\mathbf{L}_\beta(\beta)| &= \rho_2 + l_x \beta_x + l_y \beta_y + l_x \Delta q_x + l_y \Delta q_y, \end{aligned} \quad (4)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \sqrt{x_q^2 + y_q^2 + L_0^2}, & \rho_2 &= \sqrt{q_{rx}^2 + q_{ry}^2 + (L'_0)^2}, & \rho_s &= \sqrt{(x_s - x_q)^2 + (y_s - y_q)^2 + z_s^2}, \\ \Delta x &= x - x_q, & \Delta y &= y - y_q, & \Delta q_x &= q_x - q_{rx}, & \Delta q_y &= q_y - q_{ry}, \\ l_{sx} &= (x_s - x_q)/\rho_s, & l_{sy} &= (y_s - y_q)/\rho_s, & l_{sz} &= z_s/\rho_s, \\ l_x &= x_q/\rho_1 = -q_{rx}/\rho_2, & l_y &= y_q/\rho_1 = -q_{ry}/\rho_2, & l_z &= -L_0/\rho_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Для упрощения выкладок будем считать, что область с радиусом a_s освещена однородно, т.е. $I_0(\mathbf{r}) = \text{const} = I_0$ для всех точек этой области, а $\xi(\mathbf{r})$ есть величина постоянная и равная ξ_0 . Таким образом, с учётом (3)–(5) имеем

$$\begin{aligned} A(\mathbf{q}) &= \sqrt{I_0} \xi_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\beta) \exp \left\{ ik |\beta|^2 / (2f) + ik [\rho_s + \rho_1 + \rho_2 + \mathbf{l} \Delta \mathbf{q} - \mathbf{r}_q (\mathbf{l}_s + \mathbf{l})] \right\} d\beta_x d\beta_y \times \\ &\quad \times \sum_{j=1}^N \exp[ik \mathbf{r}_j (\mathbf{l}_s + \mathbf{l}) + \varphi_j] = \sqrt{I_0} \xi_0 \exp(i\psi) \sum_{j=1}^N \exp(i\theta_j), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Delta \mathbf{q} = \Delta \mathbf{q}(\Delta q_x, \Delta q_y)$, $\mathbf{l}_s = \mathbf{l}_s(l_{sx}, l_{sy}, l_{sz})$ и $\mathbf{l} = \mathbf{l}(l_x, l_y, l_z)$ — единичные векторы, направленные от точки $\mathbf{r}_q$ к источнику излучения и в центр линзы соответственно, $\theta_j = k \mathbf{r}_j (\mathbf{l}_s + \mathbf{l}) + \varphi_j$, комплексная амплитуда $\exp(i\psi)$ равна интегралу в первой строке выражения (6).

Внесём тонкий фазовый объект $\mathcal{Z}$ между диффузором и линзой, как показано на рис. 1. Мы предположим, что объект изменяет только фазу j -й волны, а преломление (рефракция) света на нём отсутствует. Примем, что в этом случае значение θ_j изменится на величину ζ_j , а для величины ζ_j справедливо соотношение

$$\zeta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{l_j} [n_j(l) - n_0] dl = \frac{2\pi}{\lambda} u_j = k u_j, \quad (7)$$

$n_j(l)$ — распределение показателя преломления в фазовом объекте вдоль пути j -й волны, l_j — длина пути j -й волны в объекте, n_0 — показатель преломления в отсутствие фазового объекта, интегрирование ведётся вдоль пути волны, u_j — оптическая разность хода j -й волны в фазовом объекте. Теперь вместо (6) имеем

$$A(\mathbf{q}) = \sqrt{I_0} \xi_0 \exp(i\psi) \sum_{j=1}^N \exp(i\theta_j + i k u_j). \quad (8)$$

В выражении (8) в величине θ_j учитываются набег фазы, появляющиеся на пути j -й волны от источника света до центра рассеяния и далее до наблюдателя в отсутствие тонкого фазового объекта. Величина $k u_j$ учитывает набег фазы j -й волны при прохождении через тонкий прозрачный объект.

Предположим далее, что величины u_j случайным образом изменяются во времени, и эти изменения малы по сравнению с расстоянием от объекта до линзы. Теперь комплексная амплитуда A , комплексно-сопряжённая ей величина A^* , а также интенсивность излучения $I = A A^*$ в точке $\mathbf{q}$ будут функциями времени t .

Усредним интенсивность излучения в точке $\mathbf{q}$ по промежутку времени, равному T . Переходя при интегрировании по времени к новой переменной τ , имеем

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\mathbf{q}) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} |A(\mathbf{q}, \tau)|^2 d\tau = I_0 \xi_0^2 \sum_{m=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\exp[i(\theta_j - \theta_m)]}{T} \int_t^{t+T} \exp\{ik[u_m(\tau) - u_j(\tau)]\} d\tau = N I_0 \xi_0^2 + \\ + I_0 \xi_0^2 \sum_{n=1}^K \left[\frac{\exp(i \Delta \theta_n)}{T} \int_t^{t+T} \exp[ik \Delta u_n(\tau)] d\tau + \frac{\exp(-i \Delta \theta_n)}{T} \int_t^{t+T} \exp[-ik \Delta u_n(\tau)] d\tau \right], \quad (9) \end{aligned}$$

где t — начальный момент времени, $K = N(N-1)/2$ — число пар центров рассеяния, n — номер пары.

Далее предположим, что процесс $\Delta u_n(\tau)$ является стационарным во времени случайным гауссовым процессом, эргодическим по отношению к среднему значению и к дисперсии величины Δu_n . Мы полагаем, что если взять очень большое число (ансамбль) тонких объектов (см. рис. 1) и в некоторый момент времени τ после начала процесса в каждом из них зафиксировать величину Δu_n , то среднеарифметическое значение величин $\exp(ik \Delta u_n)$ равно $T^{-1} \int_t^{t+T} \exp[ik \Delta u_n(\tau)] d\tau$. Предположим, что случайная величина Δu_m распределена по нормальному (гауссовому) закону. Тогда среднеарифметическое значение величины $\exp(ik \Delta u_n)$ равно

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(ik \Delta u_n) \rho(\Delta u_n) d(\Delta u_n),$$

где $\rho(\Delta u_n)$ — гауссова плотность вероятности случайной величины Δu_n . В результате, заменяя в (9) усреднение по времени величин $\exp(ik \Delta u_n)$ и $\exp(-ik \Delta u_n)$ усреднением по ансамблю реализаций (объектов), вместо (9) получаем

$$\tilde{I}(\mathbf{q}) = N I_0 \xi_0^2 + I_0 \xi_0^2 \sum_{n=1}^K [\exp(i \Delta \theta_n) \exp(ik \mu_n - k^2 \sigma_n^2/2) + \exp(-i \Delta \theta_n) \exp(-ik \mu_n - k^2 \sigma_n^2/2)], \quad (10)$$

где μ_n и σ_n^2 — соответственно среднее значение и дисперсия величины Δu_n . Особо отметим, что эти величины характеризуют изменяющиеся за время T значения Δu_n .

Пусть процесс $\Delta u_n(t)$ является в статистическом смысле однородным в области с радиусом a_s . Тогда для всех пар волн $\mu_n = \mu$ и $\sigma_n^2 = \sigma^2$ и вместо (10) имеем

$$\tilde{I}(\mathbf{q}) = N I_0 \xi_0^2 + 2 I_0 \xi_0^2 \exp(-k^2 \sigma^2/2) \sum_{n=1}^K \cos(k \mu + \Delta \theta_n) = N I_0 \xi_0^2 + 2 I_0 \xi_0^2 B \exp(-k^2 \sigma^2/2) \cos(k \mu + \alpha), \quad (11)$$

где B и α — константы, зависящие от разностей фаз $\Delta \theta_n$ волн:

$$B^2 = E^2 + F^2, \quad E = \sum_{n=1}^K \cos(\Delta \theta_n), \quad F = \sum_{n=1}^K \sin(\Delta \theta_n), \quad \alpha = \arctg(F/E). \quad (12)$$

Пусть теперь среди N центров рассеяния имеются две группы центров, в которых процессы $\Delta u_n(t)$ протекают в статистическом смысле однородно. Пусть числа таких центров в группах 1 и 2 равны соответственно N_1 и N_2 . Опуская в комплексных амплитудах величину $\mathbf{q}$, вместо (9) имеем

$$\tilde{I}(\mathbf{q}) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} |A_1(\tau) + A_2(\tau)|^2 d\tau = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} [|A_1(\tau)|^2 + |A_2(\tau)|^2 + A_1(\tau)A_2^*(\tau) + A_1^*(\tau)A_2(\tau)] d\tau. \quad (13)$$

Рассмотрим выражение $A_1 A_2^*$. Имеем

$$A_1 A_2^* = I_0 \xi_0^2 \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \exp(i \theta_n + i k u_n) \exp(-i \theta_j - i k u_j). \quad (14)$$

Предположим, что случайный процесс $u_n(\tau)$ в группе можно представить в виде

$$u_n(\tau) = \mu_n + \tilde{u}_n(\tau), \quad (15)$$

где μ_n — не изменяющаяся за время T величина, $\tilde{u}_n(\tau)$ — случайный процесс с нулевым средним. Вновь предположим, что в области разрешения линзы микроскопические процессы в группах в статистическом смысле протекают однородно, а случайный процесс $\tilde{u}_n(\tau)$ является гауссовым стационарным и эргодическим процессом с нулевым средним. Учитывая выражение (15), усредним по времени формулу (14). Проведём такие же вычисления, как и при выводе (10). Вынося за знаки сумм величины, не зависящие от индексов n и j , имеем

$$\frac{1}{T} \int_t^{t+T} A_1(\tau) A_2^*(\tau) d\tau = I_0 \xi_0^2 \exp(-\sigma_1^2/2 - \sigma_2^2/2) \exp[ik(\mu_1 - \mu_2)] \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \exp[i(\theta_n - \theta_j)], \quad (16)$$

где нижние индексы 1 и 2 относятся к группам центров рассеяния 1 и 2 соответственно. Аналогичным образом получаем

$$\frac{1}{T} \int_t^{t+T} A_1^*(\tau) A_2(\tau) d\tau = I_0 \xi_0^2 \exp(-\sigma_1^2/2 - \sigma_2^2/2) \exp[-ik(\mu_1 - \mu_2)] \sum_{n=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \exp[-i(\theta_n - \theta_j)]. \quad (17)$$

Видно, что двойные суммы в выражениях (16) и (17) являются комплексно-сопряжёнными величинами. Обозначим их как $A_{12} \exp(i\theta)$ и $A_{12} \exp(-i\theta)$ соответственно. В итоге вместо (13) имеем

$$\tilde{I}(\mathbf{q}) = \tilde{I}_1 + \tilde{I}_2 + 2\tilde{I}_{12} \cos(k\Delta\mu + \theta), \quad (18)$$

где $\tilde{I}_1$ и $\tilde{I}_2$ — средние по времени интенсивности, формируемые участками 1 и 2 по отдельности, $\tilde{I}_{12} = I_0 \xi_0^2 \exp(-\sigma_1^2/2 - \sigma_2^2/2) A_{12}$, $\Delta\mu$ — разность средних по времени значений u_n в группах 1 и 2.

1.2. Временная автокорреляционная функция $R_{12}(t_1, t_2)$

Итак, если в оптической системе, показанной на рис. 1, за рассеивателем 2 поместить тонкий прозрачный объект 3, который случайным образом изменяет фазы прошедших через него рассеянных волн во времени, то картина спеклов в плоскости 5 будет изменяться. Согласно рассмотренной выше модели, выражение (10) определяет среднюю по времени интенсивность излучения в точке $\mathbf{q}$, найденную интегрированием в промежутке времени от некоторого начального момента t_0 до $t_0 + T$. Возьмём другой промежуток времени с длительностью T и с начальным значением $t > t_0$, причём разность $t - t_0$ может быть меньше или больше величины T . Интенсивности $\tilde{I}(\mathbf{q})$ для двух рассмотренных промежутков времени в общем случае могут отличаться. Это отличие связано с тем, что на двух промежутках времени значения μ_n и σ_n^2 различны. В частности, при непрерывном изменении величины t значения $\tilde{I}$ могут также непрерывно изменяться во времени. Таким образом, мы можем ввести в рассмотрение случайную непрерывную функцию $\tilde{I}(t)$, определяющую изменение величины $\tilde{I}$ в точке $\mathbf{q}$ во времени. Отметим, что величина t может занимать любое положение в промежутке времени с длительностью T , лишь бы это положение было неизменным.

Далее получим выражение для временной автокорреляционной функции $R_{12}(t_1, t_2)$:

$$R_{12}(t_1, t_2) = \langle [\tilde{I}_1(t_1) - \langle \tilde{I}_1(t_1) \rangle] [\tilde{I}_2(t_2) - \langle \tilde{I}_2(t_2) \rangle] \rangle = \langle \tilde{I}_1(t_1) \tilde{I}_2(t_2) \rangle - \langle \tilde{I}_1(t_1) \rangle \langle \tilde{I}_2(t_2) \rangle,$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций, $\tilde{I}_1(t_1)$ и $\tilde{I}_2(t_2)$ — значения $\tilde{I}$, отвечающие моментам времени t_1 и t_2 соответственно. Ниже в тексте для случайных величин нижние индексы 1 и 2 означают времена t_1 и t_2 .

Далее мы сделаем предположения, которые обычно используются при теоретическом анализе статистических свойств спеклов. А именно, предположим, что величины $\Delta\theta_n$ однородно распределены в интервале от $-\pi$ до $+\pi$, а различные случайные величины статистически независимы. Найдём сначала значения $\langle \tilde{I}_1(t_1) \rangle$ и $\langle \tilde{I}_2(t_2) \rangle$. Поскольку $\langle \exp(\pm \Delta\theta_n) \rangle = 0$, то

$$\begin{aligned} \langle \tilde{I}_1(t_1) \rangle &= \langle \tilde{I}_2(t_2) \rangle = \\ &= NI + I \exp(-k^2 \sigma_n^2/2) \sum_{n=1}^K \langle \exp(i\Delta\theta_n) \rangle \langle \exp(ik\mu_n) \rangle + \langle \exp(-i\Delta\theta_n) \rangle \langle \exp(-ik\mu_n) \rangle = NI, \end{aligned} \quad (19)$$

где введено обозначение $I_0 \xi_0^2 = I$. Следовательно, $\langle \tilde{I}_1(t_1) \rangle \langle \tilde{I}_2(t_2) \rangle = I^2 N^2$. Вычислим теперь значение $\langle \tilde{I}_1(t_1) \tilde{I}_2(t_2) \rangle$. Имеем

$$\begin{aligned}
\langle \tilde{I}_1(t_1) \tilde{I}_2(t_2) \rangle &= \left\langle \left(IN + \sum_{n=1}^{N(N-1)/2} I \exp(-k^2 \sigma_1^2/2) \left\{ \exp[i(k\mu_1 + \Delta\theta_{1n})] + \exp[-i(k\mu_1 + \Delta\theta_{1n})] \right\} \right) \times \right. \\
&\times \left. \left(IN + \sum_{m=1}^{N(N-1)/2} I \exp(-k^2 \sigma_2^2/2) \left\{ \exp[i(k\mu_2 + \Delta\theta_{2m})] + \exp[-i(k\mu_2 + \Delta\theta_{2m})] \right\} \right) \right\rangle = \\
&= I^2 N^2 + \sum_{n=1}^{N(N-1)/2} \sum_{m=1}^{N(N-1)/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} I^2 \langle \exp(-k^2 \sigma_1^2/2) \exp(-k^2 \sigma_2^2/2) \rangle \times \\
&\times \left\{ \left[\exp[i(x_1 - x_2)] \rho(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \right] \left[\exp[i(y_{1n} - y_{2m})] \rho(y_{1n}, y_{2m}) dy_{1n} dy_{2m} \right] + \right. \\
&+ \left[\exp[i(x_1 + x_2)] \rho(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \right] \left[\exp[i(y_{1n} + y_{2m})] \rho(y_{1n}, y_{2m}) dy_{1n} dy_{2m} \right] + \\
&+ \left[\exp[i(x_2 - x_1)] \rho(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \right] \left[\exp[i(y_{2m} - y_{1n})] \rho(y_{1n}, y_{2m}) dy_{1n} dy_{2m} \right] + \\
&+ \left. \left[\exp[i(-x_1 - x_2)] \rho(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \right] \left[\exp[i(-y_{1n} - y_{2m})] \rho(y_{1n}, y_{2m}) dy_{1n} dy_{2m} \right] \right\}, \quad (20)
\end{aligned}$$

где $x = k\mu$, $y = \Delta\theta$, $\rho(x_1, x_2)$ и $\rho(y_n, y_m) = \rho(y_n)\rho(y_m)$ — соответствующие двумерные плотности вероятности. Как и выше, полагаем, что фазы $\Delta\theta_n$ для разных n статистически независимы и однородно распределены в диапазоне от $-\pi$ до π , а их средние значения равны нулю. Мы предполагаем также, что при $n = m$, т.е. в одинаковых парах центров рассеяния, в разные моменты времени имеется корреляция величин μ во времени. Полагаем, что $\rho(x_1, x_2)$ при $n = m$ есть двумерное распределение Гаусса. Полагаем также, что в различные моменты времени величины σ^2 статистически независимы. Вследствие этих предположений в подынтегральной функции ненулевыми окажутся лишь члены, содержащие в экспоненте величины $y_{2m} - y_{1n}$ и $y_{1n} - y_{2m}$ при $n = m$.

Два интеграла в выражении (20), а именно

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i(x_1 - x_2)] \rho(x_1, x_2) dx_1 dx_2, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[i(x_2 - x_1)] \rho(x_1, x_2) dx_1 dx_2, \quad (21)$$

являются характеристическими функциями $g(1, -1)$ и $g(-1, 1)$ случайных величин x_1 и x_2 . Поскольку эти случайные величины распределены по нормальному закону, то согласно [24]

$$g(1, -1) = \exp(i \langle x_1 \rangle - i \langle x_2 \rangle - k_{11}/2 - k_{22}/2 + k_{12}/2 + k_{21}/2), \quad (22)$$

$$g(-1, 1) = \exp(i \langle x_2 \rangle - i \langle x_1 \rangle - k_{11}/2 - k_{22}/2 + k_{12}/2 + k_{21}/2), \quad (23)$$

$\langle x_1 \rangle$ и $\langle x_2 \rangle$ — средние значения случайных величин x_1 и x_2 , k_{11} и k_{22} — их дисперсии, а

$$k_{12} = \langle (x_1 - \langle x_1 \rangle) (x_2 - \langle x_2 \rangle) \rangle. \quad (24)$$

С учётом (22)–(24) вместо правой части (20) имеем

$$I^2 N^2 + I^2 N(N-1) \langle \exp(-k^2 \sigma_1^2/2) \rangle \langle \exp(-k^2 \sigma_2^2/2) \rangle \cos(\langle x_2 \rangle - \langle x_1 \rangle) \exp(-k_{11}/2 - k_{22}/2 + k_{12}). \quad (25)$$

Предположим далее, что дисперсии σ_1^2 и σ_2^2 однородно распределены на интервале от нуля до σ_0^2 . Тогда имеем

$$\langle \exp(-k^2 \sigma_1^2/2) \rangle = \langle \exp(-k^2 \sigma_2^2/2) \rangle = \frac{1}{\sigma_0^2} \int_0^{\sigma_0^2} \exp(-k^2 x) dx = \frac{1 - \exp(-k^2 \sigma_0^2/2)}{k^2 \sigma_0^2} = C_0 = \text{const.}$$

Теперь для $R_{12}(t_1, t_2)$ получаем

$$R_{12}(t_1, t_2) = I^2 N (N - 1) C_0^2 \cos(\langle x_2 \rangle - \langle x_1 \rangle) \exp(-k_{11}/2 - k_{22}/2 + k_{12}). \quad (26)$$

1.3. Обсуждение теории

С точностью до несущественного коэффициента C_0 выражение (26) совпадает с полученным ранее в работе [21] выражением для $R_{12}(t_1, t_2)$ при $T = 0$. Это выражение было использовано там для установления связи между временным спектром случайных величин Δu_n и временным спектром флуктуации интенсивности излучения. Было показано, что при малых по сравнению с длиной волны значениях Δu_n нормированные временные спектральные функции разностей фаз волн и флуктуаций интенсивности совпадают, а при $\Delta u_n \geq \lambda$ они подобны. Проведя точно такие же преобразования, как и в работе [21], на основе формулы (26) можно получить аналогичные соотношения и выводы для временных спектров. Различие величин Δu_n , рассмотренных в [21] и в настоящей работе, заключается в следующем. В работе [21] разности путей волн Δu_n и интенсивность рассматривались в фиксированный момент времени, а в настоящей работе используются эти же величины, но усреднённые во времени.

На практике выбор величины T зависит от конкретной экспериментальной ситуации. Желательно, чтобы величина T существенно превышала характерное время изменения величины Δu_n . Это условие может быть выполнено, например, если фазы волн изменяются во времени вследствие различных процессов, одновременно протекающих на разных временных масштабах.

Пусть в выражении (26) время усреднения T превышает время корреляции величины $x = k\mu$. Тогда

$$R_{12}(\mathbf{q}, t_1, t_2) = I^2 N (N - 1) \cos(\langle x_2 \rangle - \langle x_1 \rangle) \exp(-k_{11}/2 - k_{22}/2), \quad (27)$$

а для нормированной функции автокорреляции имеем

$$\eta(\mathbf{q}, t_1, t_2) = \frac{R_{12}(\mathbf{q}, t_1, t_2)}{R_{12}(\mathbf{q}, t_1, t_1)} = \cos(\langle x_2 \rangle - \langle x_1 \rangle) \exp(-k_{22}/2 + k_{11}/2). \quad (28)$$

Полагая в формуле (28), что величины k_{11} , k_{22} и $k\mu$ малы по сравнению с единицей, разложим выражение (28) в ряд Тейлора в окрестности k_{22} и $k\mu$, равных нулю, сохранив производные первого порядка. В результате получим

$$\eta(t) = 1 - [k_{22}(t) - k_{11}]/2, \quad (29)$$

где $t = t_2 - t_1$. Из этой формулы видно, что если время усреднения T превышает время корреляции случайной величины $k\mu$, то связь между η и k_{22} линейная.

Рассмотрим теперь выражение (11) для усреднённой по времени интенсивности $\tilde{I}(\mathbf{q})$. Из формулы (11) следует, что величина $\tilde{I}(\mathbf{q})$ содержит информацию о средней за время T разности оптических путей μ и об их среднеквадратическом отклонении σ от среднего. Если $\sigma \approx \lambda$, то вторым слагаемым в правой части формулы (11) можно пренебречь. Тогда величина $\tilde{I}(\mathbf{q})$ равна средней интенсивности спекл-поля. Рассмотрим далее выражение (11) при значениях $k\mu$ и $k^2\sigma^2/2$, малых по сравнению с единицей. Разложим вторую сумму в правой части выражения (11) в ряд Тейлора по двум переменным, сохранив производные первого порядка. В результате имеем

$$\tilde{I} \approx NI + IB \cos \alpha - IB \sin(\alpha) k\mu = \tilde{I}_0 - \tilde{I}_f k\mu, \quad (30)$$

где $\tilde{I}_0 = NI + IB \cos \alpha$, $\tilde{I}_f = -IB \sin \alpha$. Из выражения (30) следует, что при малых изменениях разности путей волн средняя по времени интенсивность пропорциональна величине $k\mu$. Коэффициент пропорциональности $\tilde{I}_f$ является случайной величиной, он может быть положительным, отрицательным и нулевым.

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В качестве объектов исследований были выбраны культуры перевиваемых клеток Л-41, ЛЭЧ-3, Vero. Образцы были подготовлены в Екатеринбургском НИИ вирусных инфекций Роспотребнадзора и представляли собой монослои клеток, культивированных на стеклянной подложке. Клетки находились на стадии развития, в которой отсутствовало их размножение (деление). Пластины с клетками помещали в оптическую кювету с размером $9 \times 25 \times 40$ мм, заполненную питательным раствором. Для освещения кюветы и регистрации динамики спеклов использовалась оптическая система, соответствующая схеме на рис. 1. В качестве рассеивателя использовали матовое стекло. Линза формировала увеличение, равное 0,27, линейное разрешение на матовом стекле составляло 60 мкм. В области разрешения линзы могли располагаться $2 \div 3$ клетки. В плоскости изображения матового стекла располагали матрицу фотоприёмников телекамеры типа Видеоскан-415/П/К-USB. Камера имела матрицу фотоприёмников с размерами $6,5 \times 4,8$ мм, содержащую 780×582 ячеек (пикселей) с размерами $8,3 \times 8,3$ мкм. Частота ввода кадров — до 25 Гц. Сигналы с телекамеры через USB-порт поступали на ноутбук 8 типа Aspire 3692 WLMi фирмы Acer. В качестве источника света был использован полупроводниковый лазерный модуль с длиной волны $\lambda = 0,65$ мкм и мощностью 20 мВт. Оптическая система помещалась в термостат, где поддерживалась температура около 36°C .

Программное обеспечение в режиме реального времени в течение $1 \div 2$ суток регистрировало два параметра динамики спеклов — цифровые значения сигналов в выбранных пикселях, пропорциональные интенсивности излучения, и величину ρ , которая определялась по формуле

$$\rho = \sum_{i=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{n-1} (Q_{ij} - \bar{Q})(H_{ij} - \bar{H}) / \sqrt{\left[\sum_{i=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{n-1} (Q_{ij} - \bar{Q})^2 \right] \left[\sum_{i=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{n-1} (H_{ij} - \bar{H})^2 \right]}, \quad (31)$$

где Q_{ij} — цифровые значения сигналов на участке с размером $m \times n$ пикселей в начальный момент времени, H_{ij} — цифровые значения сигналов на этом же участке в другой момент времени t , i, j — номера пикселей участка в направлениях осей x и y соответственно, $\bar{Q}$ — среднее значение сигналов на участке в начальный момент времени, $\bar{H}$ — среднее значение сигналов на участке в момент времени t .

В опытах значения m и n равны 10. Ранее в работе [22] было установлено, что время корреляции разности фаз рассеянных волн находится в пределах $5 \div 8$ с. Время экспонирования превосходило эти значения и равнялось 9 с.

На рис. 2 приведены типичные картины спеклов, регистрируемые в эксперименте. Поскольку диаметр диафрагмы линзы был мал ($D \approx 1$ мм), то наблюдались как матовое стекло, так и кювета с пластинами. Стеклянная пластина слева содержала монослой клеток. Пластина справа была без клеток.

На рис. 3 приведены типичные зависимости цифрового значения сигналов H от времени. Значения H определяли в одном пикселе, рис. 3а соответствует питательному раствору без клеток, рис. 3б — монослою клеток клеточной линии Vero в питательном растворе, рис. 3в — развитию

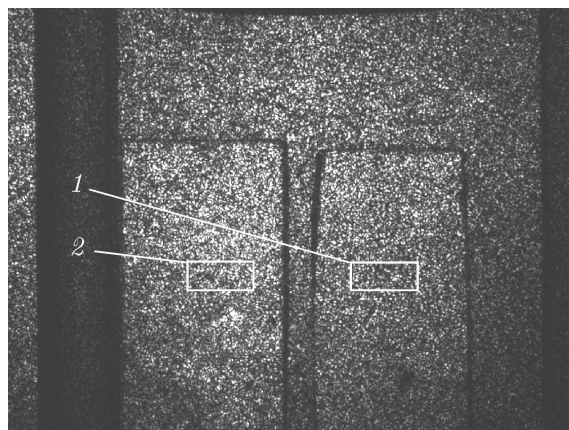


Рис. 2. Типичная картина спеклов в плоскости наблюдения: 1 — пластина с клетками, 2 — пластина без клеток

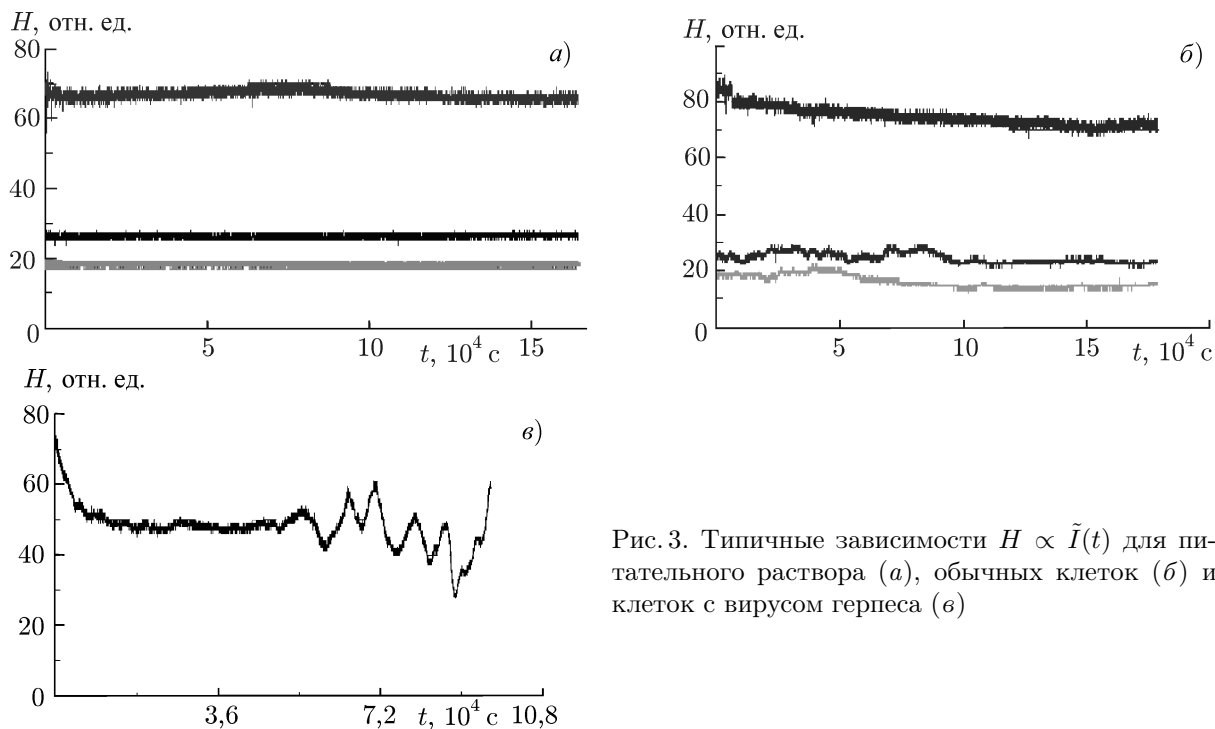


Рис. 3. Типичные зависимости $H \propto \tilde{I}(t)$ для питательного раствора (а), обычных клеток (б) и клеток с вирусом герпеса (в)

вируса герпеса на клеточной линии Vero в питательном растворе. Из рис. 3 видно, что зависимости $H(t)$ в случае питательного раствора для обычных клеток и для клеток с вирусом существенно отличаются.

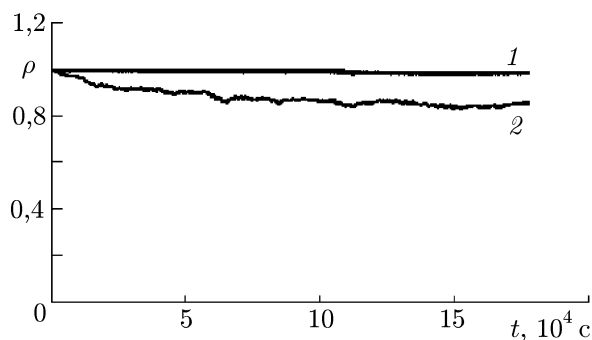


Рис. 4. Зависимости $\rho(t)$ для питательного раствора (кривая 1) и монослоя клеток (кривая 2) клеточной линии Vero

числового отклонения σ_μ величины μ на 6 нм. В то же время величина σ_μ для клеток увеличивается примерно на 30 нм.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Анализ экспериментальных зависимостей $H = H(t)$ показал, что для клеточных культур без вируса характерны зависимости, близкие к линейным. Разность между конечным и начальным значениями H мала в любой точке плоскости наблюдения по сравнению с его средним значением в этой плоскости в любой момент времени. Часто наблюдаются небольшие отклонения величины H от некоторого постоянного уровня. При введении в кювету вирусов герпеса вид зависимостей $H(t)$

На рис. 4 приведены две зависимости $\rho(t)$, полученные в режиме реального времени. Нижняя зависимость соответствует клеточной линии Vero, находящейся в питательном растворе, верхняя — питательному раствору. Такие зависимости были характерны для всех использованных нами типов клеток. Видно, что для питательного раствора в течение суток величина ρ постепенно уменьшается с единицы до 0,97. Полагая, что ρ имеет такой же смысл, как и величина η в формуле (29), получаем, что указанное уменьшение ρ соответствует увеличению дисперсии k_{22} величины $k\mu$ на 0,06 или увеличению среднеквадратического отклонения σ_μ величины μ на 6 нм. В то же время величина σ_μ для клеток увеличивается примерно на 30 нм.

существенно изменяется. Из рис. 3в видно, что величина H в течение 3 ч уменьшается до некоторого уровня. Это время совпадает со временем, необходимым вирусу для внедрения в клетку и проникновения в её ядро. Далее с 3 до 13 ч величина H изменяется слабо. Это время совпадает со временем, в течение которого клетка вырабатывает белки, необходимые в дальнейшем для размножения вируса. Затем, начиная с 13 ч, наблюдаются квазипериодические изменения величины H . Известно, что в это время в клетке начинается рост капсулы с находящимися в ней новыми вирусами.

Пока не ясно, как с точки зрения оптики интерпретировать зависимость $H(t)$, приведённую на рис. 3в. Если величина μ мала по сравнению с длиной волны λ , то для интерпретации данных пригодна формула (30). Тогда особенности на зависимости $H(t)$, показанной на рис. 3в, связаны с изменениями величины μ , по-видимому возникшими в результате проникновения вируса в одну клетку. Если средняя по времени разность оптических путей $\Delta\mu$ в клетке с вирусом и вне клетки с вирусом превышает длину волны λ , то для интерпретации данных следует использовать формулу (18). В этом случае квазипериодические изменения величины H можно рассматривать как результат интерференции двух волн. Первая волна создаётся наложением многих волн, проходящих мимо клетки с вирусом, вторая волна является суперпозицией волн, прошедших через клетку с вирусом. Для внесения ясности в данный вопрос нужны дальнейшие исследования.

Из рис. 4 следует, что в течение суток дисперсия k_{22} величины $k\mu$ постепенно увеличивается. Отметим, что μ является характеристикой случайной величины — разности оптических путей двух волн — и определяет среднее значение этой разности за время T . В свою очередь, k_{22} является характеристикой случайной величины μ и в наших экспериментах по-существу определяется усреднением по ансамблю объектов. В качестве разных объектов нами рассматривались участки монослоя клеток, размер которых был равен линейному разрешению линзы (60 мкм). В настоящее время не ясно, чем вызвано увеличение величины k_{22} . Для объяснения найденной закономерности нужны дальнейшие исследования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе теоретически изучена динамика спеклов, возникающая при освещении тонкого фазового объекта через диффузный рассеиватель. Предполагалось, что спеклы наблюдаются в плоскости изображения рассеивателя, а объект располагается вблизи диффузора. Предполагалось также, что оптический сигнал H , пропорциональный интенсивности излучения, регистрируется в течение некоторого интервала времени T , а разность оптических путей Δu любых двух волн, проходящих через объект, является случайной непрерывной функцией времени.

Получено выражение для средней по времени T интенсивности излучения $\tilde{I}$ в некоторой точке плоскости наблюдения и для нормированной временной автокорреляционной функции $\eta(t)$, соответствующей случайному процессу $\tilde{I}(t)$. Из формул следует, что величины $\tilde{I}$ и η в общем случае сложным образом связаны с характеристиками случайной величины Δu . Таковыми являются: μ — среднее значение величины Δu за время T , σ — среднеквадратическое отклонение величины Δu за время T , $\langle x \rangle$ — средняя по ансамблю объектов величина $x = k\mu$, дисперсия k_{22} величины x , найденная усреднением по ансамблю объектов, смешанный центральный корреляционный момент k_{12} величин x , соответствующих двум моментам времени t_1 и t_2 .

Показано, что если разность оптических путей пар волн Δu мала по сравнению с длиной волны λ , то тогда: а) средняя по времени T интенсивность излучения $\tilde{I}$ пропорциональна средней по времени разности путей μ ; б) величина η , определяющая степень корреляции величин $\tilde{I}$ в два момента времени, пропорциональна дисперсии разностей фаз волн k_{22} . При $T \rightarrow 0$ формулы для $\tilde{I}$ и η преобразуются в известные ранее соотношения.

В экспериментах в качестве объектов исследования были использованы монослои клеток, культивированные на стеклянных подложках. Показано, что если T превышает время корреляции величины Δu , то зависимости $H(t)$, соответствующие питательному раствору, клеткам в растворе и клеткам с вирусом герпеса существенно различаются. Три временных интервала, в пределах которых величина H имеет особенности, согласуются с имеющимися в литературе сведениями о временных интервалах, соответствующих трём разным этапам развития герпеса.

Показано, что автокорреляционные функции $\rho(t)$ цифровых значений оптических сигналов $H(t)$ существенно различаются для питательного раствора и клеток в растворе. Для трёх типов клеток найдено постепенное увеличение дисперсии разностей фаз волн k_{22} в течение суток. Для питательного раствора типичное изменение среднеквадратического отклонения величины μ составляет 6 нм, а для клеточной линии — 30 нм.

Автор благодарит своих коллег Н. П. Глинских, А. А. Бахарева, А. П. Порываеву, А. С. Малыгина и Ю. А. Михайлову за обсуждение результатов работы. Приведённые в статье экспериментальные данные получены автором совместно с А. А. Бахаревым, А. П. Порываевой, А. С. Малыгиным и Ю. А. Михайловой, они публикуются с их согласия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goodman J. W. // Topic in Applied Physics. V. 9. Laser speckle and related phenomena / Ed. by J. C. Dainty. Berlin, Heidelberg: Springer, 1975. P. 9.
2. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 171 с.
3. Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 528 с.
4. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
5. Клименко И. С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. М.: Наука, 1985. 218 с.
6. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М. // Журн. техн. физ. 1967. Т. 64, № 2. С. 360.
7. Власов Н. Г., Штанько А. Е. // Материалы Седьмой всесоюзной школы по голографии. Л.: ЛИЯФ, 1975. С. 192.
8. Leendertz J. A. // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1970. V. 3. P. 214.
9. Vladimirov A. P., Mikushin V. I. // Proc. SPIE. 1999. V. 3726. P. 38.
10. Yamaguchi I. // Optica Acta. 1991. V. 28. P. 1359.
11. Анисимов И. В., Козел С. М., Локшин Г. Р. // Оптика и спектроскопия. 1969. Т. 27, № 3. С. 483.
12. Yoshimura T. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1986. V. 3, No. 7. P. 1032.
13. Веселов Л. М., Попов И. А. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74, № 6. С. 1155.
14. Briers J. D. // Optica Applicata. 2007. V. 37, No. 1–2. P. 139.
15. Владимиров А. П. Динамическая спекл-интерферометрия деформируемых тел. Екатеринбург: УрО РАН, 2004. 241 с.
16. Dynamic Laser Speckle and Applications / Ed. by H. J. Rabal, R. A. Braga. CRC Press, 2008.
17. Yamaguchi I., Fujita T. // Proc. SPIE. 1989. V. 1162. P. 213.
18. Yamaguchi I. // Proc. SPIE. 1987. V. 814. P. 141.
19. Jakeman E. // Photon correlation and light beating spectroscopy / Ed. by H. Z. Cummins, E. R. Pike. New York: Plenum, 1974. P. 71.
20. Владимиров А. П. Динамика спеклов в плоскости изображения пластически деформируемого объекта: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1989. 106 с.
21. Vladimirov A. P., Druzhinin A. V., Malygin A. S., Mikitas K. N. // Proc. SPIE. 2012. V. 8337. Art. no. 83370C-1.

22. Малыгин А. С., Бебенина Н. В., Владимиров А. П. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2012. № 3. С. 124.
23. Владимиров А. П. // Журн. техн. физ. 1998. Т. 68, № 12. С. 59.
24. Пугачёв В. С. Теория случайных функций. М.: Физматлит, 1962. 884 с.

Поступила в редакцию 11 ноября 2013 г.; принята в печать 24 июня 2014 г.

DYNAMIC SPECKLE-INTERFEROMETRY OF MICROSCOPIC PROCESSES IN THIN BIOLOGICAL OBJECTS

A. P. Vladimirov

Speckle dynamics in a thin biological object illuminated through a diffuser box is studied both theoretically and experimentally. A model that allows for random time variations in the phase difference $\Delta\varphi$ of pairs of waves transmitted through the object is used in the theoretical part of this study. Formulas for the time-averaged intensity of the radiation at a certain point of observation and a temporal autocorrelation function of the radiation intensity are deduced. The relationship between the characteristics of the random variable $\Delta\varphi$ and the parameters of the speckle dynamics is discussed. The case of occurrence of a quasiperiodic variation in the radiation intensity is separately considered. The theoretical results are used for interpretation of the data obtained in the experiments on studying the metabolic activity of cells cultivated on a glass substrate.