модуляции. Из рисунка можно сделать, вывод, что сигнал записан на термопластике с меньшими искажениями по сравнению с предыдущим случаем.

В заключение отметим, что предлагаемый способ визуализации периодических сигналов свободен от ряда недостатков, свойственных теневым методам. При использовании теневых методов неизбежно возникают искажения сигналов, связанные с аберрациями линз, с дифракцией на линзах и экранах, расположенных между транспарантом и плоскостью наблюдения. Отсутствие этих элементов в предлагаемом методе облегчает настройку схемы и позволяет избежать дополнительных искажений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hiedemann E. A. and Breazeale M. A.** Secondary interference in the Fresnel zone of cratings.— JOSA, 1959, vol. 49, N 4, p. 372.
2. **Денисюк Ю. Н., Рамишвили Н. М., Чавчанидзе В. В.** О возможности получения пространственных изображений двумерных объектов без помощи линз и голографии.— «Опт. и спектр.», 1971, т. 30, № 6, с. 1130.
3. **Зверев В. А.** Радиооптика. М., «Сов. радио», 1975.
4. **Градштейн И. С., Рыжик И. М.** Таблица интегралов. М., Физматгиз, 1962.

Поступила в редакцию 19 мая 1977 г.; окончательный вариант — 18 июня 1978 г.

УДК 535.36 : 535.334

Л. Я. ГЕМБОМ, И. В. КАМЕНЕВ, М. Б. КУДРЯВЦЕВ

(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ДВУХ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА НА БИОЛОГИЧЕСКОЙ КЛЕТКЕ

В последнее время в практике автоматизированных исследований живой биологической клетки значительное распространение получили лазерные допплеровские измерители скорости (ЛДИС) [1], использующие два и более пересекающихся пучков лазерного света.

Известно, что информацию о свойствах рассеивателя света несет как допплеровская частота [2], так и амплитуда и фаза рассеянного света [3]. Настоящая статья посвящена анализу амплитуды допплеровского сигнала с целью выявления зависимости ее величины от размера и показателя преломления биологических клеток. Определение данной зависимости позволило бы расширить круг измеряемых параметров светорассеивающих микрочастиц при одном и том же количестве экспериментов, а также статистически учитывать взаимосвязь параметров.

Биологическую клетку можно рассматривать как сферу, оптические свойства которой слабо отличаются от оптических свойств окружающей среды, а размер $d \gg \lambda$, где λ — длина волны падающего на клетку света (модель «большой мягкой сферической частицы» [7]). Точное решение задачи рассеяния света в приближении сферических частиц дается теорией Ми. В работах [4, 5] показывается, что для диапазона изменения параметров рассеивающей системы, характерного для «больших мягких сферических частиц», могут быть найдены значительные упрощения гро-

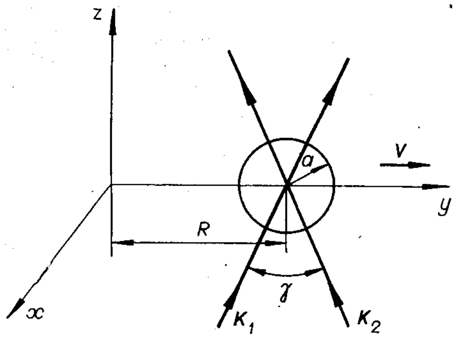

Рис. 1.

моздких формул Ми. Приближенные формулы, получающиеся при этом, хорошо согласуются с результатами, следующими из точной теории и экспериментов.

В данной работе используется теория приближения «больших мягких сфер» для случая рассеяния двух плоскополяризованных интерферирующих лазерных пучков различной интенсивности на биологических клетках, взвешенных в жидкости. Концентрация клеток при этом предполагается такой, что в области рассеяния в каждый момент времени может находиться не более одной частицы. Эффекты неоднозначности [1], связанные с гауссовским характером распределения интенсивности света в направлении, перпендикулярном оси лазерного пучка, в данной статье специально не рассматривались. Область рассеяния предполагается равномерно освещенной. Принятая нами модель «больших мягких сферических частиц» подразумевает, что параметры рассеяния имеют следующие оценки пределов изменения: параметр дифракции $\rho \gg 1$ ($\rho = 2\pi a/\lambda$, a — радиус частицы, λ — длина волны света в среде), относительный показатель преломления $m = 1 + 0(10^{-2})$, параметр фазового сдвига $\delta = 2\rho(m-1) \sim 1$. Условия регистрации ослабленного клеткой излучения соответствуют схеме ЛДИС с опорным пучком [6]. При этом производится одновременное измерение интенсивности обоих рассеянных на клетке световых пучков.

Пусть на сферическую частицу радиуса a падают два пучка с волновыми векторами $\boldsymbol{K}_1$, $\boldsymbol{K}_2$, плоскополяризованные в направлении оси x (рис. 1), γ угол между векторами. Начало системы координат (x, y, z) расположено в центре области рассеяния. Частица, движущаяся со скоростью $\boldsymbol{V}$ вдоль оси y через область пересечения пучков, в фиксированный момент времени находится на расстоянии R от центра области рассеяния. По аналогии с [4, гл. II] детектируемая энергия W в волновой зоне запишется в виде

$$W = (4\pi/K^2) I \operatorname{Re}\{(1+g) S_1(0) + [g \exp(-iK_0R) + \exp(iK_0R)] S_1(\gamma)\},$$

где I — интенсивность опорного пучка, g — отношение амплитуд референтного и опорного пучков, $K = 2\pi/\lambda$, $K_0 = 2K \sin\gamma/2$, S_1 — амплитудная функция рассеяния [4]. Выражение для коэффициента ослабления Q имеет вид

$$Q = \pi a^2 G, \tag{1}$$

где G — функция, определяемая выражением

$$G = (4/\rho^2(1+g^2)) \operatorname{Re}\{(1+g) S_1(0) + [g \exp(-iK_0R) + \\ + \exp(iK_0R)] S_1(\gamma)\}. \tag{2}$$

При переходе от случая статического рассеивателя к динамическому, т. е. при замене R на Vt, K_0V на Ω_d (Ω_d — допплеровская частота), функцию G можно представить в виде

$$G = A + B \cos(\Omega_d t + \Phi). \tag{3}$$

Здесь A и B — амплитуды постоянной и переменной во времени составляющих G, Φ — фаза допплеровской модуляции, описываемые выражениями

$$A=4(1+g)\operatorname{Re}\{S_1(0)\}/\rho^2(1+g^2);$$
$$B=4\{(g+1)^2[\operatorname{Re}S_1(\gamma)]^2+(g-1)^2[\operatorname{Im}S_1(\gamma)]^2\}^{1/2}/\rho^2(1+g^2);\qquad(4)$$
$$\operatorname{tg}\Phi=(g-1)\operatorname{Im}\{S_1(\gamma)\}/(g+1)\operatorname{Re}\{S_1(\gamma)\}.$$

В работе [5] показывается, что в приближении «больших мягких сферических частиц» $S_1(0)$ можно представить в виде

$$S_1(0)=\rho^2R(i\delta),\qquad(5)$$

где $R(z)=1/2+\exp(-z)/z+[\exp(-z)-1]/z^2$. Выражение для $S_1(\gamma)$ может быть получено следующим образом. Приведем точный вид $S_1(\gamma)$, получающийся из теории Ми [4]:

$$S_1(\gamma)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2n+1}{n(n+1)}\{a_n\pi_n(\cos\gamma)+b_n\tau_n(\cos\gamma)\},\qquad(6)$$

где a_n, b_n — коэффициенты парциальных волн; π_n, τ_n — функция рассеяния Ми.

Суммирование в (7) эффективно до $n\sim\rho\gg1$. Пользуясь разложениями [7] функций π_n и τ_n для $n\gg1$, имеем при $\rho\gamma\gg1$, $\sin\gamma\approx\gamma$

$$\tau_n(\gamma)=(n+1/2)^2J_0[(n+1/2)\gamma],\quad \pi_n(\gamma)\ll\tau_n(\gamma),$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Вкладом π_n в $S_1(\gamma)$ можно пренебречь.

Переходя от n к дебаевским углам на основании соотношения $(\cos\varphi=(n+1/2)/\rho)$, получаем

$$\tau(\gamma)=\rho^2\cos^2\varphi J_0(\rho\gamma\cos\varphi);$$
$$(2n+1)/n(n+1)=2/\rho\cos\varphi.\qquad(7)$$

Коэффициенты b_n связаны с φ и δ выражением [5]

$$b(\varphi)=(1/2)[1-\exp(-i\delta\sin\varphi)].\qquad(8)$$

Переходя в (6) от суммирования к интегрированию по φ, получаем с учетом (7), (8)

$$S_1(\gamma)=\rho^2\int_0^{\pi/2}[1-\exp(-i\delta\cos\varphi)]J_0(\rho\gamma\sin\varphi)\sin\varphi\cos\varphi d\varphi.\qquad(9)$$

Выражение (9) представляет второй интеграл Сонина при $n=1/2$, $m=0$ [8], реальная и мнимая части которого имеют вид

$$\operatorname{Re}S_1(\gamma)/\rho^2=\delta^2J_2(\rho\gamma)/(\rho\gamma)^2-\delta^4J_3(\rho\gamma)/3(\rho\gamma)^3+0\{(\rho\gamma)^{-4}\};$$
$$\operatorname{Im}S_1(\gamma)/\rho^2=\delta(\pi y/2)^{1/2}J_{3/2}(y)/y^2,\qquad(10)$$

где $y=[\delta^2+(\rho\gamma)^2]^{1/2}$.

Производился численный расчет амплитуд A и B из соотношений (4), (5) и (10) в диапазоне значений $\rho=20\div100$; $\delta=0{,}5\div6$; $\gamma=0{,}01\div0{,}21$; $g=1\div21$. Для того же диапазона изменения параметров вычислялись A и B как функции δ по точным формулам Ми [9]. Поскольку выражения (10) верны в случае $\rho\gamma\gg\delta$ (область применения ограничена $\rho\gamma\approx$

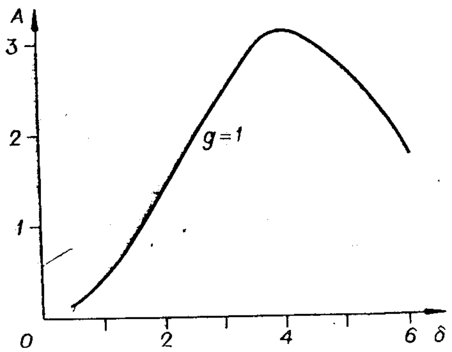

Рис. 2.

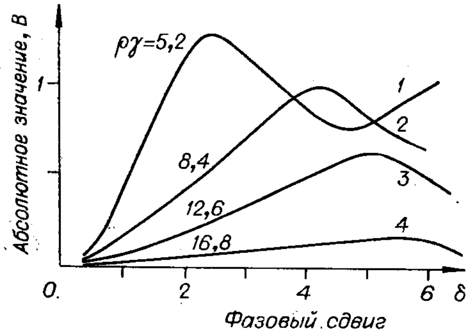

Рис. 3.

$\approx 4\div 5$), аппроксимации графиков на интервале $0<\rho\gamma<5$ рассчитывались по точным формулам рассеяния. Результаты машинного анализа представлены на рис. 2 и 3. Как видно из графиков, как для A, так и для B существует область монотонной зависимости от δ. Для A эта область ограничена сверху $\delta\approx 4$. Для B существенной является зависимость величины области однозначности от параметров ρ и γ. При $\rho\gamma\gg\delta$ получаем $B\sim\delta\cos[\delta^2+(\rho\gamma)^2]^{1/2}$, т. е. вследствие слабой зависимости $\cos[\delta^2+(\rho\gamma)^2]^{1/2}$ от δ однозначное сопоставление B и δ возможно на значительном интервале. Уменьшение $\rho\gamma$ требует учета в (10) следующих членов разложения, что приводит к сужению области монотонной зависимости B от δ. При этом сами значения B возрастают по абсолютной величине. Таким образом, получаем ограничения максимального и минимального аппаратурного угла γ (если учесть, что диапазон изменения ρ достаточно узок). Верхний предел определяется необходимостью выделения амплитуды модуляции на уровне шумов системы (см. рис. 3, графики *3*, *4*), нижний — повышением информативности, однозначности амплитуды допплеровского сигнала (см. рис. 3, графики *1*, *2*).

Остановимся на зависимости глубины модуляции рассеянного излучения, принимаемого фотоэлементом, от аппаратурного параметра g. Для этого запишем функцию видности $V=B/A$, имеющую с учетом (4) вид

$$V=V_0\{1+[(g-1)V_0^{-1}\operatorname{Im}S_1(\gamma)/(g+1)\operatorname{Re}S_1(\gamma)]^2\}^{1/2}, \tag{11}$$

где V_0 — функция видности в случае $g=1$ (интенсивности падающих на частицу световых пучков равны):

$$V_0=\operatorname{Re}\{S_1(\gamma)\}/\operatorname{Re}\{S_1(0)\}. \tag{12}$$

Производился численный расчет V_0 и V по формулам (5), (10), (11) с экстраполяцией в область малых $\rho\gamma$ по точным формулам рассеяния Ми для различных значений параметра g. Результаты машинного анализа представлены на рис. 4. Из графика видно, что при $g\sim 1$ значительная глубина модуляции достигается в области малых $\rho\gamma$ (размер рассеивателя меньше или порядка ширины интерференционной полосы). Для биологических клеток имеет место $\rho\gamma\gg 1$. В этом случае функция V убывает медленнее при $g\gg 1$, нежели в случае $g\sim 1$. Неограниченное увеличение g, однако, приводит

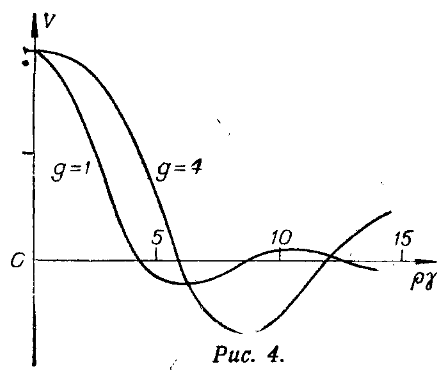

Рис. 4.

к убыванию абсолютных значений A и B, как $1/g$, что ведет к уменьшению соотношения сигнал/шум. Сопоставление численных расчетов с параметрами установки ЛДИС [2, 6] показало, что для значений ρ, δ, характерных для 95%-ных биологических клеток культур ткани (штаммы L, МТР) и угла между опорным и референтным пучками ЛДИС $\gamma < 5°$ (размер клеток $d > 10\lambda$), наиболее целесообразен выбор значений $g = 4 \div 6$.

Предложенная методика может быть использована при статистической обработке допплеровского сигнала в биологическом эксперименте с целью повышения ее информативности и точности. Приведенные результаты могут быть также полезны при аппаратурной настройке допплеровских установок с опорным пучком.

Авторы выражают благодарность Л. А. Андрианову и В. С. Киричуку за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Янков В. П.** Исследование параметров аэрозольных частиц в измерительном объеме ЛДИСа.— В кн.: Лазерное допплеровское измерение скорости газовых потоков. Рассеивающие частицы. Аэродинамические исследования, № 2. Вып. 1755. М., изд. ЦАГИ, 1976.
2. **Андрианов Л. А., Кудрявцев М. Б.** Использование метода лазерной допплеровской спектроскопии в седиментационном анализе. Препринт, № 44. Новосибирск, изд. ИАиЭ, 1977.
3. **Adrian R. J., Orloff K. L.** Laser anemometer signals: visibility characteristics and application to particle sizing.— "Appl. Opt.", 1977, vol. 16, N 3, p. 677.
4. **Ван де Хюлст Г.** Рассеяние света малыми частицами. М., ИЛ, 1961.
5. **Буренков В. И., Копелевич О. В., Шифрин К. С.** Рассеяние света крупными частицами с показателем преломления, близким к единице.— «Изв. АН СССР. Сер. ФАО», 1975, т. 11, № 8, с. 828.
6. **Андрианов Л. А., Кудрявцев М. Б.** Способ седиментационного анализа.— Авт. свид-во № 488118, БИ, 1975, № 38.
7. **Шифрин К. С.** Рассеяние света в мутной среде. М.— Л., Гос. изд. техн.-теор. лит., 1951.
8. **Уиттекер Э. Т., Ватсон Д. Н.** Курс современного анализа. Ч. II. М., Физматгиз, 1963.
9. **Chu W. P., Robinson D. M.** Scattering from a moving spherical particle by two crossed coherent plane waves.— "Appl. Opt.", 1977, vol. 16, N 3, p. 619.

Поступила в редакцию 3 января 1978 г.;
окончательный вариант — 2 июня 1978 г.

УДК 539.216 : 537.311.33 : 535.34

В. А. ГРИЦЕНКО, Е. Е. МЕЕРСОН, Я. О. РОЙЗИН,
К. К. СВИТАШЕВ
(Новосибирск)

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ — НЕМЕТАЛЛ В ПЛЕНКАХ ОКИСИ ВОЛЬФРАМА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СТЕПЕНИ ОКРАСКИ

Электрохромный эффект в пленках WO_3 привлекает в последнее время внимание исследователей в связи с перспективами использования таких пленок в качестве основы малогабаритных дисплеев, управляемых транспарантов для записи голограмм, элементов памяти и др. [1—3]. Уже существующие приборы такого типа превосходят аналогичные