

О спекл-структуре светового поля в дисперсной среде, освещенной лазерным пучком

А.П.Иванов, И.Л.Кацев

Предложена простая аналитическая методика анализа спекл-структуры лазерного излучения в дисперсной среде на примере биологической ткани. Указано, что в проходящем через мутную среду нисходящем потоке излучения можно выделить три компоненты: нерассеянную, дифракционную и диффузную. Ширины их угловых спектров различаются на порядки. С учетом взаимосвязи между теорией когерентности светового поля в рассеивающей среде и теорией переноса излучения получены формулы для средних размеров пятен спекл-структуры трех типов, образуемых указанными потоками. Эти размеры имеют порядок миллиметра, микрометра и долей микрометра. При погружении в ткань вначале наблюдаются крупные пятна, затем преобладают пятна средних размеров и далее – очень мелкие. Дана информация о других характеристиках спекл-структуры.

Ключевые слова: биологическая ткань, пятнистая структура, интерференция, рассеяние, поглощение, лазерный пучок, световое поле.

Известно, что при освещении диффузно отражающего экрана лазерным пучком наблюдаются хаотически распределенные пятна, т. е. спекл-структура, которая изменяется при изменении пространственной (модовой) структуры пучка. Наличие спекл-структуры означает, что в поле лазерного излучения могут возникать градиентные электромагнитные поля. При лазерном освещении биологического объекта эти поля могут вызывать изменения на клеточном уровне. Идея такого механизма воздействия лазерного излучения на организм человека, а также некоторые другие возможности практического использования лазерных градиентных полей были изложены А.Н.Рубиновым с сотрудниками в ряде работ [1–4]. Анализ спекл-структуры позволяет также оценивать размеры частиц, скорость их хаотического движения, вязкость среды и т. д. [5–9].

В настоящей работе на основе известной связи между теорией когерентности светового поля в рассеивающей среде и теорией переноса излучения (см., напр., [10–17]) предпринята попытка анализа спекл-структуры поля лазерного излучения в рассеивающей среде с конкретным приложением результатов к биологическому объекту. Считается, что размеры рассеивающих частиц велики по сравнению с длиной волны, так что параметр дифракции $\rho_{\text{eff}} = 2\pi r_{\text{eff}}/\lambda$ составляет 30–100, где r_{eff} – эффективный радиус частиц, λ – длина волны излучения. Это означает, что для видимого диапазона $r_{\text{eff}} \approx 3 - 10$ мкм.

Пусть горизонтально расположенный полубесконечный слой дисперсной среды освещается сверху по нормали к поверхности монохроматическим лазерным пучком с угловой расходимостью порядка нескольких минут. Поперечное сечение лазерного пучка предполагается

достаточно большим по двум причинам: во-первых, это позволит в дальнейшем пренебрегать размытием пучка в боковых направлениях при оценке энергетических характеристик излучения на разных глубинах в среде и, во-вторых, для использования связи между теорией когерентности и теорией переноса излучения необходимо, чтобы диаметр пучка заметно превышал радиус когерентности светового поля [16, 17]. Это условие выполняется, например, для лазерного источника с многомодовой поперечной структурой излучения.

Ослабление нерассеянной компоненты светового поля в среде описывается законом Бугера

$$E_0(\tau) = E^* e^{-\tau}, \quad (1)$$

где E^* – освещенность, создаваемая лазерным излучением на поверхности слоя; $\tau = \varepsilon z$ – оптическая глубина точки наблюдения в слое; z – геометрическая глубина; $\varepsilon = \sigma + k$ – показатель ослабления излучения элементарным объемом среды; σ и k – соответственно показатели рассеяния и поглощения.

Как будет показано ниже, спекл-структура светового поля в среде связана с угловой структурой излучения. Если среда не рассеивает, а только поглощает излучение, то полный световой поток в ней описывается соотношением (1) при $\sigma = 0$. В этом случае угловая структура излучения не изменяется с глубиной, и, следовательно, не изменяется спекл-структура светового поля. В мутной среде возникает рассеяние света. При рассеянии на крупных по сравнению с длиной волны λ частицах в передней полусфере индикатрисы рассеяния можно достаточно четко выделить две компоненты [18], существенно различающиеся по угловому масштабу: острый пик в направлении «вперед» (дифракционный пик) с полушириной углового распределения интенсивности рассеянного излучения порядка градуса и значительно более диффузную составляющую с полушириной порядка десятков градусов. Вследствие этого при многократном рассеянии впе-

А.П.Иванов, И.Л.Кацев. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 68; e-mail: ivanovap@dragon.bas-net.by; katsev@zege.bas-net.by

Поступила в редакцию 26 июля 2004 г., после доработки – 27 мая 2005 г.

ред, по крайней мере до оптических глубин $\tau \approx 3 - 5$, можно выделить три компоненты излучения [18]: нерассеянную с угловой расходимостью падающего на среду пучка порядка нескольких минут, дифракционную с расходимостью порядка градусов и диффузную с расходимостью в десятки градусов. Разумеется, эти названия условные, но для краткости мы будем их использовать в дальнейшем.

В рамках малоуглового приближения теории переноса излучения [18] сумма освещенностей, создаваемых нерассеянной и дифракционной компонентами излучения на горизонтальной площадке,

$$E_{0+1}(\tau) = E^* e^{-(\sigma - \sigma_1 + k)z} = E^* e^{-(1-A_1)\tau}, \quad (2)$$

где $\sigma_1 = a_1 \sigma$ – показатель рассеяния, обусловленный дифракционной компонентой индикатрисы; a_1 – доля дифракционной компоненты в полной индикатрисе рассеяния; $A_1 = \sigma_1/\varepsilon = a_1 A$ и $A = \sigma/\varepsilon$ – вероятность «выживания» дифракционной компоненты и полная вероятность «выживания» фотонов соответственно. При рассеянии на крупных частицах $a_1 \sim 0.5$ [19, 20].

Из соотношений (1) и (2) следует, что создаваемая дифракционной компонентой излучения освещенность

$$E_1(\tau) = E_{0+1}(\tau) - E_0(\tau) = E^* [e^{-(1-A_1)\tau} - e^{-\tau}]. \quad (3)$$

Выражение для полной освещенности, создаваемой нисходящим потоком на горизонтальной поверхности, в малоугловом приближении [18] имеет вид

$$E_{\downarrow}(\tau) = E^* e^{-(1-AF)\tau}, \quad (4)$$

где $F = (\sigma_1 + \sigma_2)/\sigma$ – доля света, рассеянного элементарным объемом в переднюю полусферу; $\sigma_2 = a_2 \sigma$; a_2 – доля диффузной части рассеянного в переднюю полусферу излучения в полной индикатрисе рассеяния.

Отметим, что восходящий поток создает на горизонтальной площадке освещенность

$$E_{\uparrow}(\tau) = RE_{\downarrow}(\tau), \quad (5)$$

где коэффициент отражения слоя

$$R = \exp \left[-\frac{4}{3} \left(\frac{1-A}{1-F} \right)^{1/2} \right]. \quad (6)$$

Формула (6) записана в асимптотическом приближении слабых поглощений [18] с использованием корреляционной связи $(1 - \bar{\mu})/3 = 1 - F$ [18], где $\bar{\mu}$ – средний косинус индикатрисы рассеяния.

Освещенность, создаваемую нисходящим потоком излучения, распространяющимся под сравнительно большими углами, т.е. обусловленную диффузной частью индикатрисы рассеяния, можно найти в том же малоугловом приближении, вычитая из формулы (4) соотношение (2). В результате получим

$$E_2(\tau) = E_{\downarrow}(\tau) - E_{0+1}(\tau) = E^* [e^{-(1-AF)\tau} - e^{-(1-A_1)\tau}]. \quad (7)$$

Таким образом, три компоненты нисходящего потока света – нерассеянная, дифракционная и диффузная – создают освещенности, определяемые соотношениями (1), (3) и (7). Как указывалось ранее, масштабы угловой

структуры этих компонент существенно различаются. Будем считать, что угловые распределения лучевой интенсивности $I_i(\tau, \theta)$ ($i = 0, 1, 2$) этих компонент описываются функцией Гаусса, т.е.

$$I_i(\tau, \theta) = \frac{E_i(\tau)}{2\pi D_i(\tau)} e^{-\theta^2/[2D_i(\tau)]}, \quad (8)$$

где θ – угол между направлением распространения луча и нормалью к слою; $E_i(\tau)$ – освещенность, создаваемая i -й компонентой на оптической глубине τ ; $D_i(\tau)$ – дисперсия углового распределения лучевой интенсивности для соответствующей компоненты.

Дисперсия D_0 углового распределения лучевой интенсивности исходного лазерного излучения связана с телесным (Ω_{src}) и апертурным (θ_{src}) углами источника соотношениями

$$D_0 = \frac{\Omega_{\text{src}}}{2\pi} = \frac{\theta_{\text{src}}^2}{2}. \quad (9)$$

Как следует из [18], дисперсия углового распределения лучевой интенсивности дифракционной компоненты многократно рассеянного излучения на оптической глубине τ

$$D_1(\tau) = D_0 + \frac{A_1 \tau \beta_{21}}{2(1 - e^{-A_1 \tau})}, \quad (10)$$

где

$$\beta_{21} = \frac{\int \beta^2 x_1(\beta) \beta d\beta}{\int x_1(\beta) \beta d\beta} \quad (11)$$

– средний квадрат угла рассеяния β дифракционной компоненты $x_1(\beta)$ индикатрисы рассеяния. Аналогично выражение для дисперсии углового распределения лучевой интенсивности многократно рассеянного излучения, обусловленного диффузной частью индикатрисы рассеяния, т.е. рассеянного под сравнительно большими углами вперед, имеет вид

$$D_2(\tau) = D_1(\tau) + \frac{A_2 \tau_2 \beta_{22}}{2(1 - e^{-A_2 \tau_2})}. \quad (12)$$

Здесь величина β_{22} имеет тот же смысл, что и β_{21} , но для диффузной части индикатрисы рассеяния; $A_2 = \sigma_2/\varepsilon_2 = \sigma_2/(\varepsilon - \sigma_1)$ – вероятность «выживания» света, рассеянного вперед под сравнительно большими углами; $\tau_2 = \tau(1 - a_1 A)$. Нетрудно показать, что $A_2 \tau_2 = (F - a_1) A \tau$.

Приведенные выше формулы для фотометрических (энергетических) характеристик светового поля были получены в рамках теории переноса излучения, т.е. в пренебрежении волновой природой света. Однако, как упоминалось выше, между теорией когерентности светового поля в рассеивающей среде и теорией переноса излучения существует определенная связь [10–17]. Воспользуемся этой связью для оценки некоторых характеристик спекл-структуры поля лазерного излучения в рассеивающей среде.

Рассмотрим функцию взаимной пространственной когерентности светового поля $u(\mathbf{r})$ [21] в плоскости $z = \text{const}$

$$\Gamma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) = \overline{u(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}/2) u^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2)}. \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$; $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$; \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – координаты рассматриваемых точек в среде.

Если функция когерентности $\Gamma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho})$ изменяется по \mathbf{r} медленнее, чем по $\boldsymbol{\rho}$, то, как показано в [17], по крайней мере в области применимости малоуглового приближения теории переноса излучения, угловое распределение лучевой интенсивности $I(\mathbf{r}, \theta)$ связано с функцией когерентности преобразованием Фурье:

$$\Gamma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) = 2\pi \int_0^\infty I(\mathbf{r}, \theta) \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \boldsymbol{\rho} \theta\right) \theta d\theta. \quad (14)$$

Соотношение (14) записано для случая азимутальной симметрии поля. Из него с очевидностью следует, что чем шире угловое распределение лучевой интенсивности $I(\mathbf{r}, \theta)$, тем меньше ширина функции когерентности $\Gamma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho})$.

Воспользуемся соотношением (14) и формулой (8), чтобы найти корреляционные функции $\Gamma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho})$ для всех трех рассмотренных выше составляющих светового поля. При этом ограничимся случаем статистически однородного поля, когда $I(\mathbf{r}, \theta) = I(\theta)$ и $\Gamma(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) = \Gamma(\boldsymbol{\rho})$. Подставляя (8) в (14), получаем

$$\begin{aligned} \Gamma_i(\boldsymbol{\rho}) &= \exp\left[-\frac{(2\pi\rho/\lambda)^2 D_i}{2}\right] \\ &= \exp\left(-\frac{\rho^2}{2D_{\rho i}}\right), \quad i = 0, 1, 2, \end{aligned} \quad (15)$$

где ρ – расстояние между рассматриваемыми точками; D_i и $D_{\rho i}$ – соответственно дисперсии компонент углового распределения лучевой интенсивности $I_i(\theta)$ и корреляционной функции поля $\Gamma_i(\boldsymbol{\rho})$, которые связаны соотношением

$$D_{\rho i} = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{D_i}. \quad (16)$$

Перейдем к оценке спекл-структуры светового поля. В качестве некоторого среднего размера пятен в спекл-структуре каждой компоненты светового поля естест-

венно взять радиус корреляции r_{ci} , определяемый как расстояние, на котором корреляционная функция $\Gamma_i(\boldsymbol{\rho})$ уменьшается в e раз, т. е. величину

$$r_{ci} = (2D_{\rho i})^{1/2} \approx \frac{0.225\lambda}{D_i^{1/2}}. \quad (17)$$

Таким образом, подставляя в формулу (17) значения D_i для трех компонент нисходящего потока излучения, можно найти характерные для них средние размеры пятен спекл-структуры.

Оценим грубо для каждой i -й компоненты число пятен n_i , приходящихся на единицу площади. В качестве такой величины естественно выбрать величину, обратно пропорциональную средней площади пятна, т. е.

$$n_i \approx \frac{1}{\pi r_{ci}^2}. \quad (18)$$

Рассмотрим теперь количественно некоторые особенности спекл-структуры применительно к такой светорассеивающей среде, как кожа человека. В табл.1 представлены некоторые результаты расчетов. Оптические характеристики среды $\varepsilon(\lambda)$, $k(\lambda)$ и $A(\lambda)$ для двух длин волн λ , равных 400 и 700 нм, взяты (путем пересчета) из работ [22, 23], а величины $\beta_{21} = 10^{-3}$ и $\beta_{22} = 0.3$ – из работы [18]. Апертурный угол источника θ_{src} принят равным $0.0003 = 1'$, параметры $a_1 = 0.6$, $F = 0.95$. Выбор указанных длин волн обусловлен тем, что поглощение света кожей человека на них сильно различается. Для $\lambda = 400$ нм имеем $\varepsilon = 668 \text{ см}^{-1}$, $k = 45 \text{ см}^{-1}$, $A = 0.932$, $R = 0.211$, для $\lambda = 700$ нм – $\varepsilon = 126 \text{ см}^{-1}$, $k = 0.33 \text{ см}^{-1}$, $A = 0.997$, $R = 0.721$.

Из табл.1 следует, что на малых глубинах присутствует практически только нерассеянный свет, создающий освещенность E_0 , затем появляются дифракционная и диффузная компоненты, создающие освещенности E_1 и E_2 соответственно. С ростом глубины интенсивность нерассеянного света быстро уменьшается, а интенсивность дифракционной компоненты возрастает. На оптической глубине $\tau \approx 1.5$ интенсивность дифракционной компоненты уже превышает интенсивность нерассеянного из-

Табл.1. Характеристики спекл-структуры в биологической ткани.

λ (нм)	τ	z (мкм)	Нерассеянная компонента			Дифракционная компонента			Диффузная компонента			E_1/E^*	E_2/E^*
			E_0/E^*	$D_0 (10^{-8})$	r_{c0} (мкм)	E_1/E^*	$D_1 (10^{-3})$	r_{c1} (мкм)	E_2/E^*	D_2	r_{c2} (мкм)		
400	0	0	1	4.5	424	0	–	–	0	–	–	1	0.21
	0.5	7.5	0.61	4.5	424	0.20	0.57	3.76	0.14	0.16	0.22	0.94	0.20
	1	15	0.37	4.5	424	0.28	0.65	3.52	0.25	0.18	0.21	0.89	0.19
	1.5	22	0.22	4.5	424	0.29	0.73	3.32	0.32	0.19	0.21	0.84	0.18
	2	30	0.13	4.5	424	0.28	0.83	3.12	0.38	0.21	0.20	0.80	0.17
	2.5	37	0.08	4.5	424	0.25	0.92	2.96	0.42	0.22	0.19	0.75	0.16
	3	45	0.05	4.5	424	0.22	1.0	2.80	0.44	0.24	0.19	0.71	0.15
	3.5	52	0.03	4.5	424	0.19	1.1	2.67	0.46	0.25	0.18	0.67	0.14
4	60	0.02	4.5	424	0.15	1.3	2.54	0.46	0.27	0.17	0.63	0.13	
700	0	0	1	4.5	743	0	–	–	0	–	–	1	0.72
	0.5	40	0.61	4.5	743	0.21	0.58	6.54	0.16	0.16	0.39	0.97	0.70
	1	79	0.37	4.5	743	0.30	0.66	6.11	0.28	0.18	0.37	0.95	0.68
	1.5	119	0.22	4.5	743	0.32	0.76	5.72	0.38	0.19	0.36	0.92	0.67
	2	159	0.13	4.5	743	0.31	0.86	5.38	0.45	0.21	0.34	0.90	0.65
	2.5	198	0.08	4.5	743	0.28	0.96	5.08	0.51	0.23	0.33	0.88	0.63
	3	238	0.05	4.5	743	0.25	1.1	4.80	0.55	0.24	0.32	0.85	0.62
	3.5	278	0.03	4.5	743	0.21	1.2	4.56	0.59	0.26	0.31	0.83	0.60
4	317	0.02	4.5	743	0.18	1.3	4.34	0.61	0.28	0.30	0.81	0.58	

лучения и далее начинает медленно убывать. Интенсивность диффузной компоненты возрастает вначале медленнее, чем дифракционной, но ее рост (по крайней мере до $\tau \approx 4$) продолжается, и поэтому уже при $\tau \approx 1.5$ она становится больше интенсивности дифракционной компоненты. Таким образом, соотношение вкладов различных компонент (E_0, E_1, E_2) изменяется с глубиной. На малых глубинах превалирует вклад нерассеянного света (E_0), с увеличением глубины становится доминирующим вклад компонент E_1 и E_2 рассеянного света, а затем остается практически только компонента E_2 . При этом общая освещенность E_1 , создаваемая нисходящим потоком, уменьшается с глубиной.

Угловые распределения трех компонент $I_i(\theta)$ лучевой интенсивности нисходящего потока, а также интенсивность восходящего потока $I_\uparrow(\theta)$ качественно представлены на рис.1. Дисперсия углового распределения интенсивности нерассеянного света D_0 , естественно, не изменяется с глубиной и остается равной 4.5×10^{-8} . Дисперсии D_1 и D_2 с ростом оптической глубины возрастают, хотя и не очень значительно. Важно, что величина D_1 превышает D_0 на четыре порядка, а величина D_2 – на семь порядков. Поэтому при погружении в слой на оптическую глубину порядка 0.2–0.4, где уже становятся заметными дифракционная и диффузная составляющие, наряду с пятнами спекл-структуры порядка долей миллиметра, которые обусловлены нерассеянной компонентой излучения (рис.2,а), появляются пятна, размер которых порядка микрометра (рис.2,б) и менее (рис.2,в). Результирующая спекл-структура качественно показана на рис. 2,г. В общем случае она содержит три характерных спектра пятен, которые порождены тремя компонентами излучения в среде. Все три компонента имеют гауссово угловое распределение лучевой интенсивности, но с существенно различающимися полуширинами. По мере увеличения оптической глубины соотношение вкладов этих компонент в результирующую освещенность изменяется, что приводит к постепенному изменению структуры пятен: вначале исчезают пятна с размером порядка миллиметра, а затем и порядка микрометра. В пределе угловой спектр многократно рассеянного света становится практически диффузным, и, следовательно, характерный размер спекл-структуры становится порядка длины волны излучения.

Естественно, что нерассеянный свет создает крупнозернистую спекл-структуру с наименьшим средним числом пятен на единицу площади. Для диффузной составляющей, наоборот, число пятен на единицу площади является наибольшим и на семь порядков превышает плотность пятен, обусловленных нерассеянным светом.

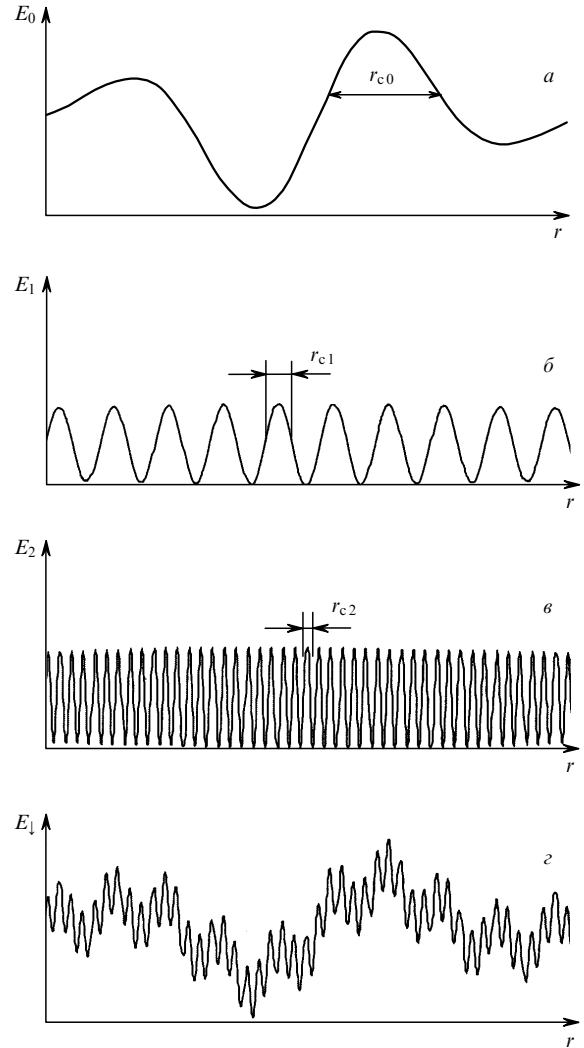


Рис.2. Спекл-структуры отдельных компонент нисходящего потока излучения (а–в) и их суммы (г).

Следует напомнить, что в рассеивающей среде существует также составляющая восходящего потока излучения, которая создает освещенность E_\uparrow , определяемую формулой (5). Эта составляющая имеет наиболее выраженное диффузное угловое распределение лучевой интенсивности в среде и, следовательно, формирует спекл-структуру с очень малым радиусом корреляции. Поэтому можно считать, что данная компонента создает практически равномерный световой фон. Приведенные в табл.1 значения E_0, E_1, E_2 и E_\uparrow позволяют оценивать соотношение между различными компонентами и тем самым глубину модуляции светового поля в предположении, что при усреднении по тем или иным пространственным масштабам более мелкая спекл-структура создает практически равномерный световой фон.

До сих пор мы анализировали спекл-структуру в зависимости от оптической, а не геометрической глубины, поскольку в рамках теории переноса излучения световые поля в среде зависят именно от оптической глубины. Показатель ослабления ϵ биологической ткани для $\lambda = 400$ нм в 5.3 раза больше, чем для $\lambda = 700$ нм. Поэтому и геометрическая глубина проникновения света при про-

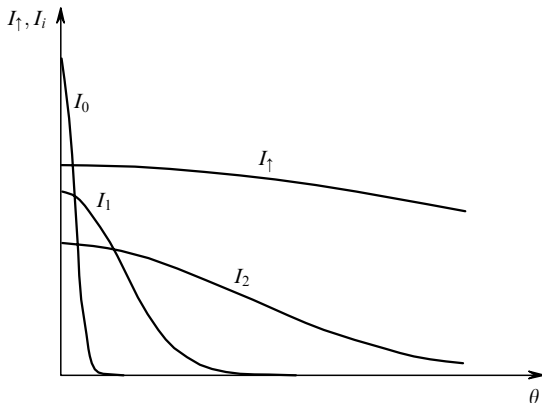


Рис.1. Угловая структура восходящего (I_\uparrow) и трех компонент нисходящего (I_i) потоков излучения.

чих равных условиях должна бы быть для второй длины волны в 5.3 раза больше, чем для первой. В действительности же это превышение еще больше, поскольку поглощение света в красной области спектра значительно меньше, чем в фиолетовой.

Заметим, что такие характеристики, как средний размер пятен r_{ci} и концентрация пятен n_i , зависят от длины волны излучения λ . С ростом длины волны r_{ci} увеличивается, а n_i уменьшается.

Увеличение размеров центров рассеяния в среде вызывает уменьшение параметра β_{21} дифракционной компоненты. Это приводит к более глубокому проникновению дифракционной компоненты в среду и, следовательно, к некоторому увеличению характерного размера пятен r_{c1} . При этом параметр β_{22} диффузной компоненты индикатрисы рассеяния изменяется сравнительно мало.

В заключение отметим, что все приведенные выше результаты были получены для случая «замороженной среды», в которой центры рассеяния неподвижны, и постоянной во времени пространственной модовой структуры исходного пучка. При нарушении этих условий пространственная спекл-структура в среде, естественно, будет изменяться во времени.

1. Рубинов А.Н. *Матер. Междунар. конф. «Лазерная физика и применения лазеров»* (Минск, 2003, с. 1).
2. Рубинов А.Н., Катаркевич В.М., Эфендиев Т.Ш. *ЖПС*, **70** (5), 663 (2003).
3. Рубинов А.Н., Катаркевич В.М., Эфендиев Т.Ш. *Матер. Междунар. конф. «Лазерная физика и применения лазеров»* (Минск, 2003, с. 126).
4. Горанов В.А., Горанова Ю.А., Мельнов С.Б., Рыбальченко О.А., Рубинов А.Н., Шахбазов А.В. *Матер. Междунар. конф. «Лазерная физика и применения лазеров»* (Минск, 2003, с. 292).
5. Иванов А.П., Хайруллина А.Я., Чайковский А.П. *ЖТФ*, **44** (2), 429 (1974).
6. Pe코га R. *Dynamic Light Scattering Applications of Photon Correlation Spectroscopy* (New York: Plenum Press, 1985).
7. Лебедев А.Д., Левчук Ю.Н., Ломакин А.В., Носкин В.А. *Лазерная корреляционная спектроскопия в биологии* (Киев: Наукова думка, 1967).
8. Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. *Лазерная диагностика в биологии и медицине* (М.: Наука, 1989).
9. Тучин В.В. *УФН*, **167** (5), 517 (1997).
10. Долин Л.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **7** (3), 471 (1964).
11. Долин Л.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **11** (6), 840 (1968).
12. Барабаненков Ю.Н. *ЖЭТФ*, **56** (4), 1262 (1969).
13. Овчинников Г.И. *Радиотехника и электроника*, **18** (10), 2044 (1973).
14. Furutsu K. *Radio Sci.*, **10**, 29 (1975).
15. Wolf E. *Phys. Rev. D*, **13**, 869 (1976).
16. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2* (М.: Мир, 1981).
17. Долин Л.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **23** (3), 332 (1980).
18. Zege E.P., Ivanov A.P., Katsev I.L. *Image Transfer Through a Scattering Medium* (Heidelberg: Springer-Verlag, 1991).
19. Шифрин К.С. *Рассеяние света в мутной среде* (М.: Гостехтеориздат, 1951).
20. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
21. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
22. Барун В.В., Иванов А.П. *Инженерно-физический журн.*, **78** (3), 15 (2005).
23. Барун В.В., Иванов А.П. *Биофизика*, **49** (6), 1125 (2004).