

УДК 535.36+621.378 : 535

## ПАРАМЕТРЫ ПЯТНИСТОЙ КАРТИНЫ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ РАССЕИВАЮЩИЕ СЛОИ РАЗЛИЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

*Н. А. Войшвилло и Н. И. Щербакова*

Экспериментально исследованы параметры пятнистой картины (средняя видимость интерференционных пятен и их плотность), образующейся при прохождении лазерного пучка через слои молочных стекол. Показано, что с возрастанием толщины слоя стекла уменьшается и контрастность пятнистой картины, и среднее угловое рассеяние между двумя соседними максимумами интенсивности в пятнистой картине. К такому же эффекту приводит увеличение угла рассеяния. Для поляризованных компонент рассеянного излучения наблюдаются аналогичные зависимости. Сделан вывод о том, что снижение контрастности пятнистой картины и возрастание плотности интерференционных максимумов вызваны увеличением кратности рассеяния.

При освещении рассеивающего объекта когерентным излучением рассеянное поле образует так называемую пятнистую картину или спекл-структуру [1, 2], возникающую вследствие интерференции волн, рассеянных на различных неоднородностях, и представляющую собой резкие пространственные флуктуации рассеянной интенсивности. Пятнистая картина часто рассматривается как помеха, от которой стремятся избавиться. Однако в последнее время это явление находит все более широкое практическое применение [2, 3]. Нахождение связи статистических характеристик спекл-структуры с параметрами рассеивающих шероховатых поверхностей посвящено большое количество работ [3-6]. Вопрос о спекл-структуре, образованной при прохождении когерентного излучения через рассеивающий объем, освещен в научной литературе несравненно в меньшей степени [7, 8]. В связи с этим исследование свойств спекл-структуры, вызванной рассеянием света в некотором объеме неоднородной среды, и, в частности, нахождение связи между параметрами рассеивающего объекта и характеристиками спекл-картины представляет очевидный интерес. Этому вопросу и посвящено настоящее сообщение.

В работе в качестве рассеивающей среды использовались плоскопараллельные полированные образцы молочных стекол, характеристики элементарных объемов которых указаны в работе [9]. Основное внимание уделялось нахождению зависимости параметров спекл-картины от толщины слоя (оптической и геометрической). Кроме того, в работе рассмотрено влияние угла рассеяния и состояния поляризации рассеянного излучения на характеристики пятнистой картины.

Исследование проводилось для двух типов лазеров: гелий-неонового (длина волны  $\lambda=0.633$  мкм) и аргонового ( $\lambda=0.515$  мкм), имеющих примерно одинаковую расходимость  $2'$  и диаметры освещающего пучка в плоскости исследуемого образца 1.2 мм и 1.1 мм соответственно. Указанные значения диаметров освещающего пучка были определены на уровне 0.1 от яркости в центре пучка. Излучение ОКГ, рассеянное молочным стеклом, попадало на фотоумножитель ФЭУ-84 А, который мог вращаться вокруг оси, проходящей через центр освещенного образца, регистрируя рассеянную интенсивность под разными углами. Сигнал с фотоумножителя подавался на самописец, который записывал



флуктуации интенсивности в пятнистой картине. Угловой размер круглой приемной диафрагмы составлял  $1'$ , что, согласно предварительным исследованиям, в 2—4 раза меньше среднего углового расстояния между двумя соседними минимумами пятнистой картины. Исследования пятнистых картин проводились в дальней дифракционной области, где разность хода между интерферирующими волнами уже не меняется с расстоянием, а следовательно, и вид интерференционной картины также от расстояния до точки наблюдения не зависит.

В качестве параметров, характеризующих пятнистую картину, рассматривались среднее угловое расстояние  $\Delta\alpha$  между двумя максимумами (или мини-

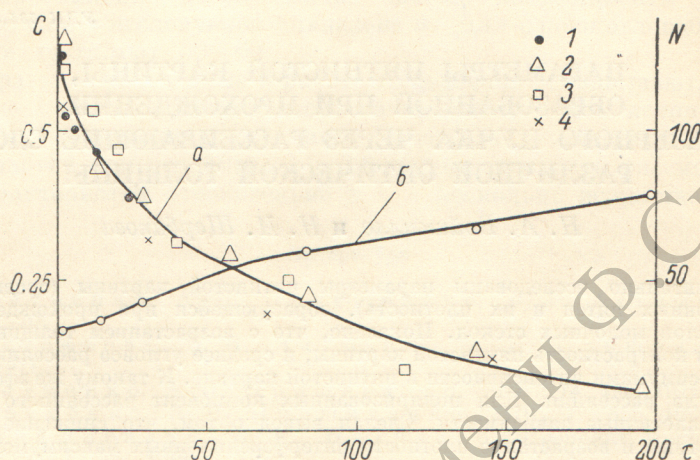


Рис. 1. Зависимость параметров  $C$  и  $N$  в диапазоне углов рассеяния  $18^\circ$ — $20^\circ$  от оптической толщины образца.

$a - C(\tau)$ : 1 — MC19, 2 — MC23, 3 — MC13, 4 — MC12;  $b - N(\tau)$ : MC23.

мумами) интенсивности и средняя видимость интерференционных пятен, рассчитываемая по формуле

$$C = \frac{\sum_{i=1}^N (I_{i \max} - I_{i \min})}{2NI},$$

где  $I_{i \max}$  и  $I_{i \min}$  —  $i$ -й максимум и  $i$ -й минимум флуктуаций интенсивности рассеянного излучения, записанных на ленте самописца в двухградусном диапазоне углов рассеяния,  $N$  — число этих максимумов (или минимумов), а  $\bar{I}$  — среднее значение интенсивности света, рассеянного в данном направлении. Очевидно, что параметр  $C$  характеризует контрастность пятнистой картины, а число  $N$  — среднее угловое расстояние между двумя соседними максимумами флуктуаций интенсивности ( $\Delta\alpha = 2^\circ/N$ ). Среднеквадратичная ошибка измерений параметров  $C$  и  $N$  составляла 10—12%. Все измерения проведены с лазерами, работающими в режиме генерации одной поперечной моды  $TEM_{00q}$ .

Применение молочных стекол разных марок позволило охватить диапазон оптических толщин  $\tau$  от 0.5 до  $\sim 200$ . Влияние геометрической толщины  $z$  рассеивающего слоя на параметры пятнистой картины было прослежено для стекол различных марок, т. е. для рассеивающих сред с различной структурой и разной рассеивающей способностью. Было получено, что ход кривой  $C=f(z)$  зависит от марки стекла, причем чем больше показатель ослабления  $\epsilon$  стекла, тем круче идет кривая  $C=f(z)$ . На рис. 1 представлена обобщенная зависимость параметра  $C$  пятнистой картины для образцов стекол различных марок (при освещении гелий-неоновым лазером) от оптической толщины слоя. Как видно из рисунка, точки, соответствующие разным маркам стекла, довольно хорошо ложатся на одну кривую, что говорит о малом влиянии конкретной структуры стекла и, напротив, об определяющем влиянии на среднюю видимость пятнистой картины оптической толщины слоя и, следовательно, кратности



рассеяния. На этом же рисунке (кривая б) представлена зависимость числа максимумов пятнистой картины  $N$  в диапазоне углов рассеяния  $18-20^\circ$ <sup>1</sup> от оптической толщины слоя стекла марки МС-23. Из графика следует, что падение контрастности пятнистой картины сопровождается увеличением плотности максимумов пространственной интерференционной картины. Этот рост плотности максимумов объясняется тем, что как при увеличении  $z$ , так и при увеличении  $\tau$  увеличивается расстояние между наиболее удаленными друг от друга рассеивающими центрами,<sup>2</sup> а, как известно, при интерференции на двух отверстиях угловое расстояние между полосами Юнга равно  $\lambda/x$ , где  $x$  — расстояние между двумя отверстиями. Т. е. чем больше расстояние между рассеивающими точками, тем мельче интерференционная картина. Причину снижения контрастности спекл-структуры при увеличении  $\tau$  можно объяснить, во-первых, тем, что при высоких кратностях рассеяния начинает проявляться конечность длины когерентности лазерного излучения. Кроме того, уменьшение  $C$  при увеличении  $\tau$  объясняется описанными ниже опытами, выполненными при введении линейного поляроида перед приемником излучения.

Измерения с линейным поляроидом производились при двух ортогональных ориентациях поляризатора, причем одна из ориентаций (обозначим ее  $\varphi_{\parallel}$ ) совпадала с направлением поляризации аргонового лазера, а другая ( $\varphi_{\perp}$ ) была перпендикулярна ей и параллельна плоскости вращения фотоприемника. Отношение интенсивностей  $I_{\perp}/I_{\parallel}$  прямого, не ослабленного рассеивающей средой излучения при двух указанных выше положениях поляроида имело порядок  $10^{-5}$ . Как и в работе [10], было установлено, что деполяризованная компонента рассеянного поля также образует пятнистую картину, т. е. изменившие свою поляризацию при рассеянии на различных неоднородностях волны остаются когерентными между собой.

Результаты измерений параметров пятнистой картины при двух ортогональных ориентациях поляризатора представлены в таблице. В графе 3 таблицы указаны отношения средних интенсивностей рассеянного излучения, полученных при двух положениях поляроида, а в графах 4—10 — значения среднего числа максимумов интенсивности  $N$  в диапазоне углов рассеяния  $18-20^\circ$  и средней видимости пятнистых картин, регистрируемых при двух взаимно перпендикулярных положениях поляризатора и без него. Обращают на себя внимание следующие обстоятельства: 1.  $C_{\perp} < C_{\parallel}$ , 2.  $N_{\perp} > N_{\parallel}$ . Физически это можно объяснить тем, что излучение, изменившее свою поляризацию, характеризуется сравнительно более высокой кратностью рассеяния. Неравенства 1 и 2 выражены особенно резко при наименьших оптических толщинах. По мере роста оптической толщины значения  $C_{\perp}$  и  $C_{\parallel}$ , а также  $N_{\perp}$  и  $N_{\parallel}$  сближаются между собой. Это говорит о том, что по мере увеличения кратности рассеяния, сопровождающегося все большей деполяризацией света, для каждого направления поляризации образуется своя пятнистая картина. Эти картины не коррелированы, и поэтому они суммируются по интенсивности. По этой причине контрастность пятнистой картины, регистрируемой без поляроида перед фотоприемником, всегда ниже контрастности, регистрируемой с поляроидом, ориентированным параллельно поляризации падающего поля. Для небольших оптических толщин вклад деполяризованной компоненты невелик, поэтому выполняется неравенство  $C_{\perp} < C < C_{\parallel}$ , но с увеличением кратности рассеяния, когда  $I_{\perp} \approx I_{\parallel}$ , контрастность результирующей картины становится ниже контрастности каждой из составляющих, т. е.  $C < C_{\perp} < C_{\parallel}$ .

Таким образом, как при исследованиях с применением поляризационных элементов, так и без них наблюдается уменьшение контрастности пятнистой картины и увеличение плотности ее максимумов по мере увеличения толщины слоя и, следовательно, по мере увеличения кратности рассеяния.

В заключение остановимся на результатах исследования зависимости параметров пятнистых картин от угла рассеяния когерентного излучения. На рис. 2 представлены зависимости  $C=f(\gamma)$  и  $N=f(\gamma)$  для образца стекла МС19 толщиной 2.02 мм (для других образцов характер зависимостей аналогичен). Видно,

<sup>1</sup> Угол рассеяния отсчитывался от направления распространения лазерного пучка.

<sup>2</sup> При увеличении  $\tau$  происходит все большее размытие пучка.



Образец	Геометрическая толщина, мм	$\tau$	$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}$	$\varphi_{\perp}$		$\varphi_{\parallel}$		Без поляроида	
				N	C	N	C	N	C
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
MC23	0.035	1.0	0.0009	—	—	38	0.51	38	0.51
	0.50	14.5	0.014	84	0.31	38	0.50	36	0.40
	1.00	29.0	0.12	102	0.23	49	0.45	57	0.30
	2.00	58.0	0.33	100	0.21	72	0.42	69	0.21
	3.00	87.0	0.45	136	0.18	91	0.32	93	0.13
	5.00	145.0	0.67	133	0.16	108	0.20	104	0.12
	7.00	203.0	0.75	134	0.13	130	0.16	130	0.07
MC12	1.96	72.5	0.73	91	0.28	90	0.34	92	0.17
MC13	2.02	40.4	0.26	94	0.15	75	0.37	76	0.21
MC19	2.02	4.7	0.003	48	0.24	36	0.65	43	0.49
	6.00	13.8	0.079	74	0.19	55	0.44	70	0.37

что параметры  $C$  и  $N$  до некоторого угла рассеяния (различного для разных образцов) практически не зависят от него, затем параметр  $C$  начинает уменьшаться, и параллельно с этим происходит возрастание числа максимумов  $N$ .

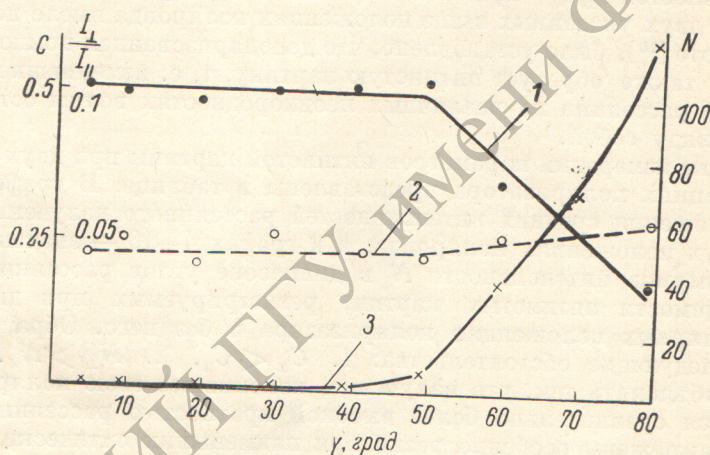


Рис. 2. Зависимость отношения поляризованных компонент рассеянного излучения и параметров пятнистой картины от угла рассеяния.

1 —  $C(\gamma)$ , 2 —  $N(\gamma)$ , 3 —  $I_{\perp}/I_{\parallel}(\gamma)$ .

Кривая 3 на этом рисунке представляет собой отношение интенсивностей, регистрируемых приемником излучения при взаимно перпендикулярных ориентациях поляроида. Видно, что для тех углов, где начинается резкое увеличение деполяризованной компоненты, средняя видимость картины начинает резко падать. Для этих же углов наблюдается более заметный рост числа максимумов  $N$ . Описанный ход кривых  $C=f(\gamma)$  и  $N=f(\gamma)$  можно объяснить сравнительным увеличением кратности рассеяния по мере увеличения угла рассеяния  $\gamma$ , что подтверждается ростом деполяризации излучения, выходящего под большими углами с нормалью к слою.

Таким образом, с увеличением оптической толщины рассеивающего слоя и угла рассеяния происходит закономерное уменьшение контрастности и увеличение числа максимумов в пятнистой картине. Указанные изменения обусловлены увеличением кратности рассеяния. Заметим, что именно этим обстоятельством объясняется отличие наших результатов от результатов теоретических и экспериментальных работ [5, 6], в которых делается вывод о независимости параметров спекл-структуры от микроструктуры рассеивателя и числа рассеивающих областей.



Литература

- [1] В. М. Оливье. ТИИЭР, 51, 263, 1963.
- [2] М. Франсон. Оптика спеклов. Мир, М., 1980.
- [3] Н. Fujii, Т. Asakura, I. Shindo. Opt. Commun., 16, 68, 1976.
- [4] Н. М. Pedersen. Opt. Commun., 12, 156, 1974.
- [5] I. C. Dainty. Progr. in Optics, 14, 3, 1976.
- [6] В. С. Анчуткин, В. И. Шмальгаузен. Опт. и спектр., 47, 1215, 1979.
- [7] Е. А. Ведерникова, В. А. Донченко, М. В. Кабанов. Изв. вузов СССР, Физика, № 2, 142, 1969.
- [8] Е. А. Ведерникова, М. В. Кабанов, В. А. Крутиков. Изв. вузов СССР, Физика, № 12, 44, 1978.
- [9] Н. А. Войшвилло, Л. Д. Блинова, Э. И. Хапугина. Опт. и спектр., 43, 1150, 1977.
- [10] В. К. Полянский, Л. В. Ковальский. Опт. и спектр., 35, 345, 1973.

Поступило в Редакцию 21 октября 1981 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ