

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ В УСЛОВИЯХ ГЛУБИННОГО РЕЖИМА

М. Ю. Сахновский, Е. С. Смолинский и А. Ф. Котик

На установке, моделирующей условия глубинного режима, проводились измерения углового распределения формы тела яркости в глубоких слоях. Из угловых характеристик, применяя специальное условие нормировки функции тела яркости  $S_i(\mu)$  по экспериментальным данным были определены величины  $a(\mu)$ ,  $b(\mu)$ ,  $c(\mu)$ , связывающие форму тела яркости в условиях глубинного режима и параметры индикатрисы рассеяния  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$ .

При экспериментальных исследованиях оптических свойств жидких светорассеивающих сред одной из основных проблемных задач является отыскание таких возможностей, при которых из результатов взаимодействия излучения со средой можно получить физические характеристики рассеивающего центра. Ввиду неоднозначности обратной задачи такие возможности ограничены. Поэтому в таких исследованиях немаловажную роль играет задача промежуточного характера: отыскание связи между параметрами рассеянного средой излучения и оптическими характеристиками единичного объема этой среды.

Решением этой задачи как в теоретическом плане, так и в экспериментальных исследованиях посвящено немало работ [1-9]. Имеется уже большой опыт и множество материала в этом направлении. Однако большинство подобных экспериментальных работ посвящено конкретным случаям и относятся в основном к определению одного из параметров (поглощение или удельное поглощение). В то же время для решения обратных задач теории рассеяния большое значение имеет знание параметров индикатрисы рассеяния элементарного объема.

При исследовании оптических свойств рассеивающих сред в условиях глубинного режима большое распространение получил метод, предложенный в работах Розенберга [8, 9], базирующийся на разложении в ряд характеристик светового поля по некоторому малому параметру  $\gamma = k'/k$ , обратно пропорциональному кратности рассеяния

$$S_i(\mu, \gamma) = e^{-k'z} C(\mu_0, \gamma, \tau^*) [\delta_{i1} + \gamma a_i(\mu) + \gamma^2 b_i(\mu) + \gamma^3 c_i(\mu) + \dots], \quad (1)$$

$$\beta = q\gamma^2 + t\gamma^4 + \dots, \quad (2)$$

где  $S_i(\mu, \gamma)$  — параметры Стокса на глубине  $z$ , отсчитываемой от некоторой фиксированной глубины  $z^*$ ;  $k$  и  $k'$  — соответственно показатели ослабления прямого и предельного рассеянного излучения;  $\beta$  — удельное поглощение;  $a_i(\mu)$ ,  $b_i(\mu)$ ,  $c_i(\mu)$ , ... — некоторые функции, определяющие угловое распределение поля излучения в глубоких слоях и зависящие от матрицы рассеяния элементарного объема;  $q$ ,  $t$  — интегральные параметры, определяемые видом этих функций;  $\mu = \cos \Theta$ ;  $\Theta$  — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности;  $\delta_{i1}$  — символ Кронекера;  $i = 1, 2, 3, 4$ . Постоянная  $C(\mu_0, \gamma, \tau^*)$  имеет смысл интенсивности на определенной оптической глубине  $\tau^*$  и нормируется условием (в работе [10] использована иная нормировка)

$$a_1(0) = b_1(0) = c_1(0) = \dots = 0. \quad (3)$$



Представляет большой интерес задача непосредственного экспериментального определения величин  $a_1(\mu)$ ,  $b_1(\mu)$ ,  $c_1(\mu)$  и их связи с индикатрицей (в общем случае с матрицей) рассеяния элементарного объема. Этому и посвящается настоящая работа. Заметим, что хотя работ по исследованиям в условиях глубинного режима довольно много, подобные рассмотрения практически отсутствуют.

В качестве исследуемых объектов нами использовались рассеивающие среды, образованные на основании латексов: полихлорвинилового, хлорпренового, меламидно-формальдегидной смолы.

Используя нормировку (3), а также свойства четности функций  $a_1(\mu)$ ,  $b_1(\mu)$ ,  $c_1(\mu)$ , ..., на основании работы [11] можно получить выражения для их экспериментального определения

$$a_1(\cos \theta) = \frac{S_1(\theta, \gamma, \tau^*) - S_1(180^\circ - \theta, \gamma, \tau^*)}{2\gamma S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}, \quad (4)$$

$$b_1(\cos \theta) = \frac{S_1(\theta, \gamma, \tau^*) + S_1(180^\circ - \theta, \gamma, \tau^*) - 2S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}{2\gamma^2 S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}, \quad (5)$$

$$c_1(\cos \theta) = \frac{S_1(\theta, \gamma, \tau^*) - S_1(180^\circ - \theta, \gamma, \tau^*) - 2S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*) a(\cos \theta) \gamma}{2\gamma^3 S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}. \quad (6)$$

В работе [11] на примере молочных сред была показана возможность использования выражений (4), (5) для определения величин  $a_1(\mu)$ ,  $b_1(\mu)$ .

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты, представленные в соответствии с выражениями (4)–(6) при фиксированных значениях  $\mu = \cos \theta$ . Экспериментальные точки на этом рисунке ложатся на прямые, угол наклона которых и определяют величины  $a_1(\mu)$ ,  $b_1(\mu)$ ,  $c_1(\mu)$ .

Измерения углового распределения тела яркости  $S_1(\mu, \gamma, \tau)$  и коэф-

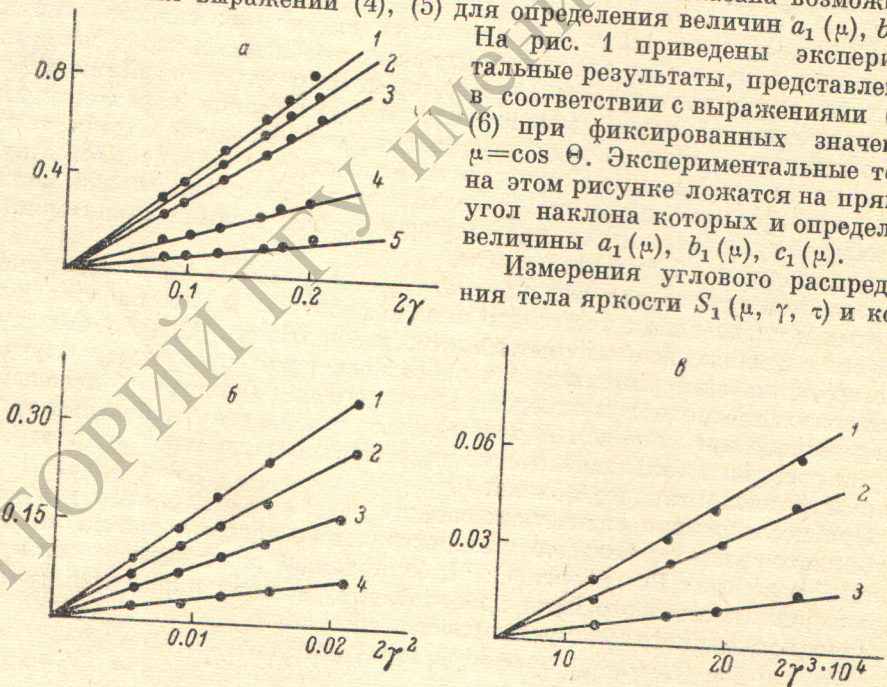


Рис. 1. К определению величин  $a(\mu)$ ,  $b(\mu)$ ,  $c(\mu)$ .

а — по ординате отложено  $\frac{S_1(\theta, \gamma, \tau^*) - S_1(180^\circ - \theta, \gamma, \tau^*)}{S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}$ , б — по ординате отложено  $\frac{S_1(\theta, \gamma, \tau^*) + S_1(180^\circ - \theta, \gamma, \tau^*) - 2S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}{S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}$ , в — по ординате отложено  $\frac{S_1(\theta, \gamma, \tau^*) - S_1(180^\circ - \theta, \gamma, \tau^*) - 2S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*) a(\cos \theta) \gamma}{S_1(\theta = 90^\circ, \gamma, \tau^*)}$  1 — 0, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 80°.

фициента ослабления  $k'$  производилось на установке [11] (в пределах геометрической глубины 8–20 см), имитирующей условия глубинного режима в жидких средах. Коэффициент экстинкции  $k$  измерялся на коллимационной установке с угловым разрешением  $15'$ . Все измерения осуществлялись при двух длинах волн 575 и 675 нм с  $\Delta\lambda = 15$  нм.



Для установления связи между функциями  $a_1(\mu)$ ,  $b_1(\mu)$ ,  $c_1(\mu)$  и индикатрисой рассеяния элементарного объема  $f(\varphi)$  целесообразно использовать разложение последней по полиномам Лежандра [12]

$$f(\varphi) = \sum_{i=0}^n X_i P_i(\varphi), \quad (7)$$

где  $X_i$  — постоянные множители, стоящие при полиномах  $P_i(\varphi)$ . Применяя последовательно метод расчета, описанный в работах [9, 11], можно

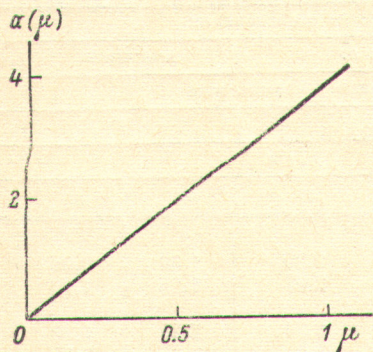


Рис. 2. Функция  $a(\mu)$ .

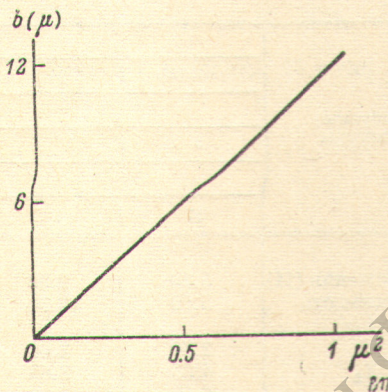


Рис. 3. Функция  $b(\mu)$ .

связать функции  $a_1(\mu)$ ,  $b_1(\mu)$ ,  $c_1(\mu)$  и т. д. с коэффициентами  $X_i$ , т. е. с индикатрисой рассеяния. Без учета матрицы рассеяния значения функций  $a_1(\mu)$ ,  $b_1(\mu)$ ,  $c_1(\mu)$  могут быть представлены следующим образом:

$$Q_1(\mu) = \frac{3\mu}{3 - X_1}, \quad (8)$$

$$b_1(\mu) = \frac{15\mu^2}{(3 - X_1)(5 - X_2)}, \quad (9)$$

$$c_1(\mu) = \frac{3\mu}{3 - X_1} \left[ \frac{1}{3 - X_1} + \frac{9}{(3 - X_1)(5 - X_2)} - \frac{21}{(5 - X_2)(7 - X_3)} - \frac{3}{(3 - X_1)^2} \right] + \frac{105\mu^3}{(3 - X_1)(5 - X_2)(7 - X_3)}. \quad (10)$$

Учет влияния матрицы рассеяния элементарного объема на полученные выражения (8)–(10) требует специального исследования, поскольку такое влияние в принципе имеет место и определено в работе [13] для случая релеевского рассеяния.

На рис. 2 приведена полученная экспериментальная зависимость величины  $a_1(\mu)$  для хлорпренового латекса. Характерным является линейная зависимость этой величины от  $\mu$ , что соответствует выражению (8). На рис. 3 и 4 приведены экспериментальные зависимости величин  $b_1(\mu)$  от  $\mu^2$  и  $c_1(\mu)/\mu$  в функции  $\mu^2$  для этого же латекса. Характерным для полученных результатов является их аппроксимация с помощью выражений (8)–(10).

Зависимость удельного поглощения  $\beta = \beta(\gamma)$  также определится видом индикатрисы рассеяния и с точностью до членов  $\gamma^6$  [выражение (2)] будет задаваться параметрами  $q$  и  $t$

$$q = \frac{1}{3 - X_1}, \quad (11)$$

$$t = 2q^2 - 3q^3 + 4q^2 \frac{1}{5 - X_2}. \quad (12)$$

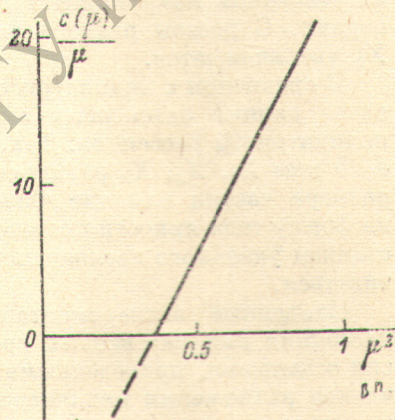


Рис. 4. Функция  $c(\mu)$ .



Величина  $q$ , как известно [3, 13], имеет важное значение в методах спектроскопии рассеивающих сред. Следует отметить, что выражения (4), (8), (11) позволяют экспериментально определить величину  $q$  методом, отличным от известного метода, базирующегося на зависимости  $k'^2/k$  от удельного поглощения  $\alpha$  [9].

Таким образом, в условиях глубинного режима можно установить связь между результатами, полученными на основании измерений ослабления излучения, и результатами, характеризующими форму тела яркости,

Исследуемые параметры	Объект исследования					
	молоко	м. ф. с.			хлорпрен	п. х. в.
	размер частиц, мкм					
	5	1.8			1	0.7
	$\lambda$ , нм					
	575	575	675	575	675	575
$q$ из выражения (11)	5.70	2.53	2.20	1.32	0.98	0.52
Из зависимости $k'^2/k=f(\alpha)$	5.40	2.30	2.07	1.25	1.10	0.46
$X_1$	2.80	2.60	2.54	2.25	1.99	1.07
$X_2$	4.35	3.65	3.54	3.35	2.75	1.48
$X_3$	6.40	5.99	5.78	5.70	4.50	2.70

В таблице приведены экспериментальные результаты для величин  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$  и  $q$  для трех типов латексов. Значение величины  $q$ , полученные на основании коэффициента  $X_1$  и по зависимости  $k'^2/k$ , практически совпадают. С ростом размера частиц латекса численные значения  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$  увеличиваются.

В сравнении с индикатрисой рассеяния молочной эмульсии и морской воды данные латексовых эмульсий характеризуются менее вытянутой индикатрисой рассеяния. Так, для молочной эмульсии с размером частиц  $d=5$  мкм  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$  равны соответственно 2.8, 4.35, 6.4. С уменьшением размера частиц влияние членов разложения  $X_i$  с большим индексом  $i$  на форму тела яркости постепенно уменьшается, но в то же время с возрастанием удельного поглощения  $\beta$  (а также  $\gamma$ ) их влияния начинают увеличиваться.

Найденные экспериментальные значения параметров индикатрисы рассеяния для латексовых сред находятся в удовлетворительном согласии с данными, приведенными в работе [10]. Определение большого числа членов разложения индикатрисы рассеяния становится затруднительным не столько из-за громоздкости формул, сколько из-за возрастающих требований к точности постановки эксперимента. Имеющиеся у нас экспериментальные результаты позволяют полагать, что данный метод может быть использован при определении первых 4—5 коэффициентов разложения индикатрисы рассеяния.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о возможности использования данных о сложившейся форме тела яркости в глубоких слоях для получения дополнительной информации о свойствах элементарного объема, что является весьма важным для решения обратных задач теории рассеяния.

#### Литература

- [1] В. А. Тимофеева. Тр. МГУ, 3, 35, 1953.
- [2] В. А. Тимофеева. ДАН СССР, 113, 556, 1957.
- [3] А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. Изд. «Наука и техника», Минск, 1969.
- [4] Г. В. Розенберг. Усп. физ. наук, 69 (XIX), 57, 1959.
- [5] М. Негман, J. Lenoble. Rev. d'Optique, № 11, 555, 1964.



- [6] М. Негман. *Nouv. Rev. d'Optique appl.*, 1, 171, 1970.
- [7] Е. С. Смолинский, В. Е. Паламарюк, А. Т. Дмитрачук, С. Г. Гуминецкий. *Ж. прикл. спектр.*, 14, 502, 1971.
- [8] Г. В. Розенберг. *ДАН СССР*, 122, 241, 1958.
- [9] Г. В. Розенберг. Сб. «Спектроскопия рассеивающих сред», 5. АН БССР, Минск, 1963.
- [10] Э. П. Зеге. *Изв. АН СССР, сер. физ. атм. и океана*, 7, 121, 1971.
- [11] М. Ю. Сахновский, Е. С. Смолинский. *Ж. прикл. спектр.*, 18, 340, 1973.
- [12] В. В. Соболев. *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*. М., ГИТТЛ, 1956.
- [13] М. Ю. Сахновский, А. Ф. Котик. *Опт. и спектр.*, 34, 1187, 1973.

Поступило в Редакцию 18 июня 1974 г.

---

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ