

## ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА. I

Д. К. Беридзе и Г. Р. Джобава

Проведено исследование рассеяния света в латексах полистирола в широком диапазоне концентраций. Рассеивающая среда имеет форму цилиндра, вдоль оси которого распространяется возбуждающий свет. Исследована зависимость интенсивности рассеянного света от глубины рассеивающей среды (угол рассеяния  $\theta = 90^\circ$ ). Установлена связь между коэффициентом ослабления многократно рассеянного света, коэффициентом рассеяния и диаметром шовты. Предложен новый метод исследования коэффициента рассеяния сильно рассеивающих сред. Указанный метод позволяет измерять коэффициент рассеяния в пределах от 2 до  $50 \text{ см}^{-1}$ .

Вопрос об исследовании многократного рассеяния в мутных средах имеет значительную историю [1]. Большинство работ по указанной проблеме посвящено задачам астрофизики и геофизики. Число работ по лабораторным методам исследования многократного рассеяния крайне мало. Однако для оптики рассеивающих сред важное значение имеет разработка именно лабораторных методов исследования многократного рассеяния света. Такие методы должны дать возможность определения оптических констант рассеивающих сред (например, коэффициента экстинкции, коэффициента истинного поглощения и др.).

Закономерности рассеяния света сильно зависят от размеров и форм рассеивающих сред [2, 3]. Наиболее простые закономерности наблюдаются тогда, когда рассеивающая среда симметрична и имеет бесконечную протяженность вдоль некоторого направления [1, 4-6] (например, полубесконечная среда, бесконечный плоский слой и др.).

В настоящей работе рассматривается задача рассеяния направленного светового потока в мутной среде, имеющей форму цилиндра. Если параллельные лучи света, нормально падающего на основание цилиндра, полностью заглушаются вдоль оси цилиндра вследствие рассеяния, тогда цилиндр можно считать бесконечно длинным. Уравнение переноса лучистой энергии в бесконечном цилиндре еще не решено в удобном для спектральноаналитических целей виде.

Экспериментальное исследование указанной задачи было начато в работах [7-9] (исследования проводились в слабо мутных средах). Настоящая работа представляет продолжение работ [7, 8].

## Метод исследования многократного рассеяния света

Пусть на основание цилиндра с рассеивающим веществом падает параллельный пучок света (рис. 1). Допустим, что цилиндр погружен в иммерсию, т. е. рассеянный свет полностью уходит за пределы рассеивающей среды. Тогда выражение для объемной плотности потока света на глубине  $x$  рассеивающей среды, можно представить в виде суммы [10]

$$\Phi(x) = \Phi_{\text{пр.}}(x) + \Phi_{\text{м.}}(x), \quad (1)$$

где  $\Phi_{\text{пр.}}(x)$  — плотность потока прямого света, т. е. плотность потока параллельных лучей, не испытывающих рассеяния;  $\Phi_{\text{м.}}(x)$  — плотность

потока света, обусловленного многократным рассеянием. Согласно закону Бугера,

$$\Phi_{\text{пр.}}(x) = \Phi_0 e^{-\tau x}, \quad (2)$$

где  $\Phi_0$  — плотность потока света, входящего в среду,  $\tau$  — коэффициент экстинкции среды. В общем случае  $\tau = \sigma + \alpha$ , где  $\sigma$  — коэффициент экстинкции, обусловленный только рассеянием (коэффициент рассеяния),  $\alpha$  — коэффициент поглощения. Аналогично соотношению (1), интенсивность рассеянного света в направлении  $\theta = 90^\circ$  также можно представить в виде суммы двух членов [9]

$$i(x) = i_{\text{пр.}}(x) + i_{\text{м}}(x), \quad (3)$$

где  $i_{\text{пр.}}(x)$  — интенсивность, вызванная прямым светом (интенсивность однократного рассеяния);  $i_{\text{м}}(x)$  — интенсивность, вызванная диффузным

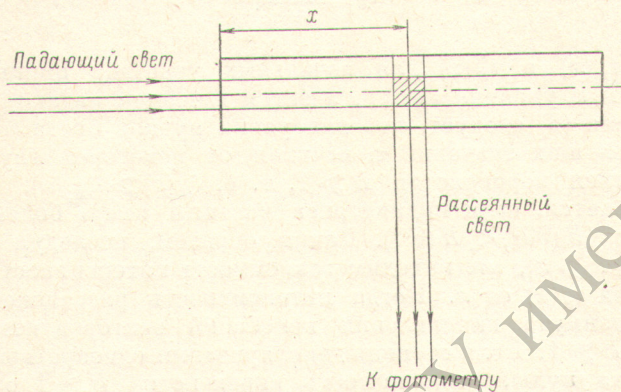


Рис. 1. Схема освещения кюветы.

светом (интенсивность многократного рассеяния). Таким образом, световое поле вне рассеивающей среды можно разделить на две части — световые поля, обусловленные однократным и многократным рассеянием. Имеется существенная разница между указанными полями. Интенсивность и степень деполяризации однократного рассеяния однозначно зависят от азимута направления колебания электрических векторов возбуждающего света.

В бесконечно длинном цилиндре интенсивность и степень деполяризации многократного рассеяния, начиная от небольших глубин, не зависят от азимута направления колебания электрических векторов прямого света (параллельных лучей, вошедших в рассеивающую среду) [9]. Поэтому нет постоянных фазовых соотношений между световыми полями однократного и многократного рассеяния.

Оценим отношение

$$B(x) = \frac{i_{\text{м}}(x)}{i_{\text{пр.}}(x)}. \quad (4)$$

Нетрудно показать, что

$$i_{\text{пр.}}(x) = A \Phi_0 R(90^\circ) \frac{\delta V^*}{D^2} e^{-\tau x}, \quad (5)$$

где  $R(90^\circ)$  — коэффициент Релея при угле рассеяния  $\theta = 90^\circ$ ;  $D$  — расстояние от центра рассеивающего объема  $\delta V^*$  до точки наблюдения;  $A$  — коэффициент, учитывающий ослабление света в рассеивающей среде на пути, равном радиусу кюветы. Интенсивность многократного рассеяния

$$i_{\text{м}}(x) = \delta V i_{\text{м}}'(x), \quad (6)$$

где  $i'_m(x)$  — интенсивность многократного рассеяния, отнесенная к единице рассеивающего объема  $\delta V$ . На рис. 1 рассеивающий объем для однократного рассеяния  $\delta V^*$  заштрихован. Рассеивающий объем многократного рассеяния  $\delta V \geq \delta V^*$  и

$$\frac{\delta V}{\delta V^*} = \frac{d^2}{d_0^2}. \quad (7)$$

Здесь  $d$  и  $d_0$  — диаметры соответственно поперечных сечений цилиндра и падающего пучка света. Из соотношения (4) с учетом формул (5) и (7) получим

$$B = A_1 \frac{d^2}{d_0^2} \frac{1}{R(90^\circ)} e^{\tau x i'_m(x)}, \quad (8)$$

где

$$A_1 = \frac{D^2}{A\Phi_0}.$$

Функции  $i_m(x)$  и  $i'_m(x)$  для начальных участков цилиндра (рис. 1) с увеличением  $x$  увеличиваются, а затем медленно падают [7, 8]. Поэтому из соотношения (8) следует, что для узких пучков света ( $d_0 < d$ ) и для достаточно больших значений  $\tau$ , начиная от некоторой глубины  $x_1$ , будет выполняться неравенство  $B \gg 1$ , т. е.  $i_m(x) \gg i_{пр.}(x)$ . Неравенство  $B \gg 1$  усиливается, если индикатриса частицы имеет более вытянутую вперед форму ( $R(90^\circ) < R(0^\circ)$ ). Таким образом, исследуя зависимость  $i(x)$  от  $x$  для  $x > x_1$ , мы находим зависимость интенсивности многократного рассеяния  $i_m(x)$  от  $x$ . Когда интенсивность рассеянного света не зависит от азимута направления колебаний векторов возбуждающего света, тогда  $B \gg 1$ . Если степень деполяризации однократного рассеяния ( $\theta = 90^\circ$ ) равна нулю, выполнимость неравенства  $B \gg 1$  можно проверить по величине, измеряемой на опыте степени деполяризации  $\Delta$  света, рассеянного в направлении  $\theta = 90^\circ$  [9]. При  $\Delta = 1$ ,  $B \gg 1$  [9].

В настоящей работе рассматриваются результаты исследования  $i_m(x)$  при угле рассеяния  $\theta = 90^\circ$ . В качестве мутных сред применялись монодисперсные латексы полистирола.

Выбор латексов в качестве объектов исследования многократного рассеяния света обусловлен тем, что они имеют ряд преимуществ по сравнению с другими дисперсными системами. Достоинствами латексов являются: достаточная стабильность во времени, слабое поглощение света в видимой области спектра и монодисперсность. Кроме того, частицы латексов имеют сферическую форму. Характеристики индивидуальных частиц (диаметр, показатель преломления, плотность и др.) можно определить опытным путем. Исследование рассеяния света средой с заданными характеристиками упрощает интерпретацию результатов экспериментальных исследований.

#### Описание эксперимента

На рис. 1 приведена схема освещения кюветы с рассеивающим веществом. Использовались кюветы семи различных диаметров (диаметр варьировался от 4.98 до 27.60 мм), длина кювет 150 мм. Кювета закреплена горизонтально на подвижной платформе, которая помещается внутри камеры, имеющей форму прямоугольного параллелепипеда ( $130 \times 130 \times 300$ ). Камера заполнена толуолом (иммерсионная жидкость) и ее стенки тщательно зачернены. Окошки камеры для падающего и рассеянного света изготовлены из оптического стекла. Перемещение кюветы вдоль падающего луча отсчитывается на шкале микрометрического винта. Свет, рассеянный в направлении  $\theta = 90^\circ$ , регистрируется фотоэлектрическим фотометром. Угол зрения, под которым наблюдается рассеянный

свет, равен по горизонтали  $\sim 10'$ , по вертикали  $3^\circ$ . В качестве источника света использовалась ртутная лампа ДРШ-250. Измерения интенсивности рассеянного света ( $\theta = 90^\circ$ ) производились на длинах волн  $\lambda_0 = 5780, 5461$  и  $4360 \text{ \AA}$ . Подробное описание фотометра приводится в статьях [3, 7].

Исследования проводились в растворах латекса полистирола, содержащих сферические частицы, диаметры которых равны  $\delta_1 = 183 \text{ нм}$  (латекс № 1),  $\delta_2 = 540 \text{ нм}$  (латекс № 2) и  $\delta_3 = 750 \text{ нм}$  (латекс № 3). Диаметры частиц латексов определялись с помощью электронного микроскопа. Приготовление растворов с заданными значениями концентрации производилось постепенным разбавлением исходного образца. Весовая концентрация полистирола  $c$  в исходном образце определялась по методу выпаривания.

Исследования рассеяния света в латексах № 1 и № 2 проводились в широком диапазоне концентраций частиц (для латекса № 1 концентрация  $c$  меняется от  $6 \cdot 10^{-5}$  до  $3.7 \cdot 10^{-3}$ , а для латекса № 2 — от  $2.372 \cdot 10^{-5}$  до  $3.78 \cdot 10^{-2}$ ). Латекс № 3 исследовался только при концентрации  $c = 2 \cdot 10^{-3}$ . В наших опытах оптический диаметр и длина рассеивающих сред изменяются соответственно от 0.7 до 119 и от 8 до 825.

### Зависимость интенсивности рассеянного света $i(x)$ от глубины $x$

На рис. 2 представлена зависимость  $\ln i(x)$  от глубины рассеивающего слоя  $x$  для латекса № 1 при  $c = 3.7 \cdot 10^{-3}$ . Интенсивность рассеянного света в направлении  $\theta = 90^\circ$  в начале возрастает с увеличением  $x$  и при  $x_0 \approx 2 \text{ мм}$  достигает максимума, а затем падает. Зависимость  $\ln i$  от  $x$  на участке  $x_1 \leq x \leq x'$  становится линейной, а при  $x > x'$  наблюдается все возрастающее отклонение  $\ln i(x)$  от линейной зависимости. Таким образом, на участке цилиндра  $x_1 \leq x \leq x'$  интенсивность рассеянного света в направлении  $\theta = 90^\circ$  убывает экспоненциально при увеличении  $x$

$$i(x) = i(x_1) e^{-h(x-x_1)}, \quad (9)$$

где  $h$  — коэффициент ослабления рассеянного света ( $h = -\frac{d \ln i}{dx}$ ),  $i(x_1)$  — значение  $i(x)$  при  $x = x_1$ .

Естественно возникают вопросы, какова зависимость величин  $h$ ,  $x_0$ ,  $x_1$  и  $x'$  от диаметров возбуждающего светового пучка и кюветы и для каких значений оптического диаметра цилиндра имеет силу формула (9). В связи с этим нами были проведены систематические исследования функции  $i = i(x)$  в зависимости от диаметра падающего пучка и от диаметра кюветы в различных растворах. Опыт показывает, что в пределах точности наших измерений величина  $h$  не обнаруживает зависимости от диаметра падающего светового пучка. Но  $x_0$ ,  $x_1$  и  $x'$  являются функциями диаметра падающего светового пучка  $d_0$ . При увеличении  $d_0$  для заданного значения диаметра кюветы максимумы на графике  $\ln i(x) - x$  становятся более пологими. В широких пучках точность определения  $x_0$  понижается. Для узких пучков возбуждающего света максимум имеет резко очерченный вид. В общем случае:  $x_1 \approx 1.5x_0$  и  $x_1 \approx h^{-1}$ . Значения  $x_1$  и  $c$  с увеличением диаметра падающего светового пучка уменьшаются. В табл. 1 приведены значения  $h$  и  $x'$  для различных значений диаметров кюветы (латекс № 1,  $c = 2 \cdot 10^{-3}$ ).

Таблица 1

$c = 2 \cdot 10^{-3}$  (латекс № 1)  $\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$

Диаметр кюветы $d$ , мм	$h$ , $\text{см}^{-1}$	$x'$ , см
4.98	6.06	1.1
12.20	3.21	1.8
19.70	2.21	2.4
23.90	1.80	3.8
27.60	1.50	4.7

Из данных, приведенных в табл. 1, видно, что  $x'$  сильно уменьшается при уменьшении диаметра кюветы (цилиндра),  $x'$  уменьшается также при увеличении концентрации (коэффициента рассеяния) латексов. Таким образом, длина линейного участка на графиках  $\ln i(x) - x$  уменьшается при уменьшении диаметра сечения цилиндра и при увеличении рассеивающей способности среды. Интересно отметить, что величина произведений  $hx'$  для исследуемых нами латексов лежит в интервале

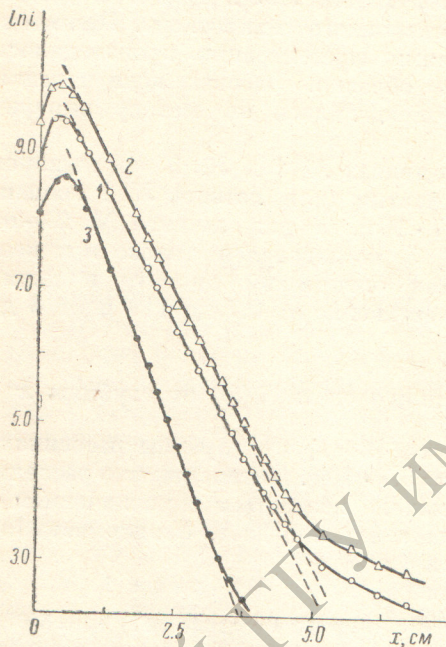


Рис. 2. Зависимость логарифма интенсивности света, рассеянного в направлении  $\theta=90^\circ$ , от глубины.

Латекс № 1,  $c=3.706 \cdot 10^{-3}$ , диаметр кюветы  $d=27.60$  мм. 1 —  $\lambda_{01}=5780$  Å,  $h_1=1.56$  см $^{-1}$ ,  $\sigma_1=17.70$  см $^{-1}$ ; 2 —  $\lambda_{02}=5461$  Å,  $h_2=1.58$  см $^{-1}$ ,  $\sigma_2=19.6$  см $^{-1}$ ; 3 —  $\lambda_{03}=4360$  Å,  $h_3=2.06$  см $^{-1}$ ,  $\sigma_3=22.8$  см $^{-1}$ .

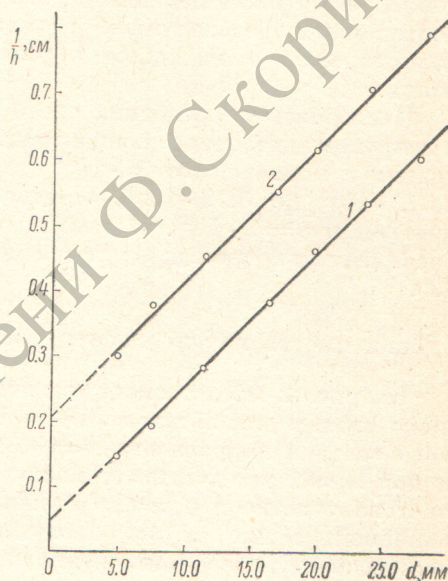


Рис. 3. Зависимость обратной величины коэффициента ослабления кратно рассеянного света  $h^{-1}$  от диаметра кюветы  $d$ .

1 — латекс № 1,  $c=7.5 \cdot 10^{-4}$ ,  $\lambda_0=5461$  Å; 2 — латекс № 2,  $c=3.794 \cdot 10^{-3}$ ,  $\lambda_0=5461$  Å.

6—7. Коэффициент ослабления рассеянного света  $h$  сильно зависит от диаметра кюветы (табл. 1, рис. 3).

Рассмотрим в общих чертах формулу (9), не останавливаясь на физических процессах, лежащих в ее основе. Согласно (3) и (5),

$$i(x) = i_0 e^{-\tau x} + i_m(x). \quad (10)$$

Из последнего равенства следует, что функция  $i = i(x)$  меняется по экспоненциальному закону в следующих случаях: 1)  $i_{пр.}(x) \gg i_m(x)$  (т. е.  $B \ll 1$ ) и 2)  $i_m(x) \sim e^{-\tau(x-x_1)}$  [7]. При условии справедливости формулы (9) как первый, так и второй случаи исключаются из рассмотрения, так как коэффициент экстинкции  $\tau$  не зависит от диаметра кюветы. Поэтому остается допустить, что  $i(x) = i_m(x)$ , т. е.  $B \gg 1$ . Аналогичный результат получается по измеренным значениям степени деполаризации  $\Delta$  рассеянного света. Для концентрированных растворов при  $x > x_1$   $\Delta = 1$ , т. е.  $B \gg 1$ . Тогда из формулы (9) получим

$$i_m(x) = i_m(x_1) e^{-h(x-x_1)}. \quad (11)$$

Из соотношения (11) становится очевидным смысл коэффициента  $h$ . Величина  $h$  представляет коэффициент ослабления многократно рассеянного света ( $\theta = 90^\circ$ ).

Таблица 2

$c \cdot 10^3$	Латекс № 1					
	$\lambda_0 = 4360 \text{ \AA}$		$\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$		$\lambda_0 = 5780 \text{ \AA}$	
	$\sigma, \text{ см}^{-1}$	$h_0, \text{ см}^{-1}$	$\sigma, \text{ см}^{-1}$	$h_0, \text{ см}^{-1}$	$\sigma, \text{ см}^{-1}$	$h_0, \text{ см}^{-1}$
20	—	2.27	1.12	1.30	0.98	1.14
6	0.48	0.53	—	—	—	—

При увеличении концентрации латексов (коэффициента рассеяния  $\sigma$ ) характер кривых на рис. 2 несколько меняется. С увеличением  $\sigma$  максимум функции  $\ln i = f(x)$  смещается в сторону меньших величин  $x$ . При этом длина линейного участка на графике  $\ln i - x$  сильно уменьшается. Вместе с тем первый линейный участок постепенно переходит во второй, наклон которого значительно меньше, чем в первом случае. Исследование второго линейного участка графика  $\ln i - x$  является затруднительным, так как при больших оптических глубинах рассеивающих сред интенсивность рассеянного света сильно уменьшается. В общем случае наклон второго линейного участка тоже уменьшается с увеличением диаметра поперечного сечения цилиндра.

Наличие линейных участков на графиках  $\ln i - x$  указывает на то, что имеет место стационарное распределение (в пространстве) светового поля, обусловленного многократным рассеянием. По-видимому, первый линейный участок соответствует стационарному режиму распределения многократного рассеяния при наличии прямого света, а второй — распределению предельно рассеянного света.

#### Зависимость коэффициента ослабления кратно рассеянного света $h$ от диаметра кюветы $d$

На рис. 3 изображена зависимость  $h^{-1}$  от диаметра кюветы для  $c = 7.5 \cdot 10^{-1}$  (латекс № 1) и  $c = 3.794 \cdot 10^{-3}$  (латекс № 2). Как видно,

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{h_0} + kd, \quad (12)$$

где  $k$  — параметр, величина которого определяется по наклону линии;  $\frac{1}{h_0}$  — экстраполированное значение  $\frac{1}{h}$  при  $d \rightarrow 0$ .

Интересно отметить, что для исследуемых нами латексов параметр  $k$  не зависит от концентрации и размеров частиц полистирола, а также от длины волны рассеянного света (рис. 4). Его среднее значение равно  $0.20 \pm 0.01$ . При значительном уменьшении оптического диаметра цилиндра формула (12) теряет силу.

Отклонение от формулы (12) для длин волн  $\lambda_0 = 5780$  и  $5461 \text{ \AA}$  имеет место при  $\sigma d < 2$ , а при  $\lambda_0 = 4360 \text{ \AA}$   $\sigma d < 0.7$ . Эти результаты находятся в согласии с формулой (8). По-видимому, в слабо мутных средах усло-

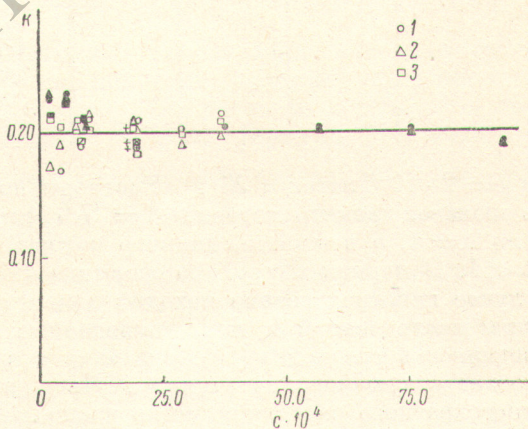


Рис. 4. Зависимость параметра  $k$  от концентрации.

1 —  $\lambda_0 = 5780 \text{ \AA}$ , 2 —  $\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$ , 3 —  $\lambda_0 = 4360 \text{ \AA}$ , Темные точки — латекс № 2, крестики — латекс № 3, остальные точки соответствуют латексу № 1.

вие  $B \gg 1$  не выполняется, и мы лишены возможности отделить интенсивность многократного рассеяния  $i_m(x)$  от интенсивности однократного рассеяния  $i_{пр.}(x)$ . Поэтому нашим методом трудно точно установить нижнюю границу применимости формулы (12).

### Связь между коэффициентом ослабления кратно рассеянного света $h$ и коэффициентом рассеяния $\sigma$

Уменьшение диаметра поперечного сечения цилиндра вызывает уменьшение кратности рассеяния. При  $d \rightarrow 0$  диффузный свет обусловлен только однократным рассеянием, и облучение рассеивающей частицы производится только ближайшими частицами. Поэтому можно предположить

$$h_0 = \sigma. \quad (13)$$

Для проверки равенства (13) были проведены исследования зависимости интенсивности  $i$  и степени деполаризации  $\Delta$  рассеянного света ( $\theta = 90^\circ$ ) от  $x$  в сравнительно слабо рассеивающих растворах ( $c = 6 \cdot 10^{-5}$

Таблица 3  
Коэффициент рассеяния  $\sigma$  латексов № 1 и № 2

весовая концентрация полистирола $c \cdot 10^4$	Латекс № 1			весовая концентрация полистирола $c \cdot 10^4$	Латекс № 2		
	$\sigma, \text{см}^{-1}$				$\sigma, \text{см}^{-1}$		
	$\lambda_0 = 5780 \text{ \AA}$	$\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$	$\lambda_0 = 4360 \text{ \AA}$		$\lambda_0 = 5780 \text{ \AA}$	$\lambda_0 = 5461 \text{ \AA}$	$\lambda_0 = 4360 \text{ \AA}$
2	1.14	1.30	2.27	1.897	3.54	3.70	4.20
4	2.42	2.77	4.27	5.692	7.90	7.70	8.55
7.5	4.34	4.88	7.48	9.486	9.45	9.55	11.50
10	6.54	7.30	10.0	18.97	17.25	17.6	18.2
19.96	13.7	15.2	16.4	37.94	20.4	20.7	21.3
28.92	16.7	17.5	18.8	56.90	22.2	22.2	22.7
37.06	17.0	19.6	22.8	75.85	23.8	24.5	25.0
				94.80	27.0	27.8	28.6
				142.0	29.5	31.3	33.3
				189.4	35.8	37.0	38.6
				283.8	41.75	43.5	50
				378.1	45.5	47.6	55

и  $c = 2 \cdot 10^{-4}$  латекса № 1). Растворы подбирались таким образом, чтобы в кювете, диаметр которой  $d = 27.6$  мм, выполнялось условие  $i_m \gg i_{пр.}$  или  $\Delta = 1$ , а в кювете, диаметр которой равен  $d = 5$  мм,  $i_{пр.} \gg i_m$  или  $\Delta \ll 1$ . В первом случае по формуле (12) мы находим  $h_0$ , а во втором случае непосредственно находим  $\sigma$  по формуле (5) [ $i(x) \simeq i_{пр.}(x)$ ]. Результаты исследований  $h_0$  и  $\sigma$ , приведенные в табл. 2, подтверждают справедливость равенства (13). Значения  $\sigma$  в среднем на 15% меньше, чем соответствующие значения  $h_0$ . Надо отметить, что наличие слабого многократного рассеяния могло несколько уменьшить значения  $\sigma$ .

Результаты измерений коэффициента рассеяния  $\sigma$  ( $h_0 = \sigma$ ) в латексах № 1 ( $\delta_1 = 183$  нм) и № 2 ( $\delta_2 = 540$  нм) приведены в табл. 3. Ошибки в определении  $\sigma$  меняются от  $\pm 2$  до  $\pm 7\%$ . Для дополнительной проверки равенства (13) также были использованы результаты исследований  $\sigma$ , приведенные в табл. 3. Экспериментальные значения  $\sigma$  можно сопоставить со значениями  $\sigma$ , найденными с помощью теории Ми. Обычно для указанных целей удобно вводить безразмерную величину [11]  $G = \frac{\lambda \sigma}{\varphi}$ . Здесь  $\lambda$  — длина волны света в среде,  $\varphi$  — объемная концентрация частиц.

В общем случае [11, 12]  $G = G(p, \alpha, q, n)$ , где  $n$  — показатель преломления частиц относительно среды,  $p = \frac{\pi \delta_0}{\lambda}$ ,  $\alpha = \frac{\delta \pi}{\lambda}$  и  $q = \frac{2\pi}{\lambda} s$ . Здесь  $\delta$  — диаметр частицы,  $\delta_0$  — диаметр частицы наименьшего размера,  $s$  — величина, характеризующая ширину кривой распределения частиц по размерам [12]. Наши исследования, проведенные с помощью электронного микроскопа, показали, что как для латекса № 1, так и для латекса № 2 с большой степенью точности можно принять  $q = 0$ , т. е. отсутствует распределение частиц по размерам. Теоретические значения  $G$  получены при допущении, что рассеивающие частицы являются непоглощающими и независимыми. Требование о независимости частиц хорошо выполняется при  $\varphi \rightarrow 0$ . Поэтому мы находили значения  $G$  при  $\varphi \rightarrow 0$ . Экспериментальные и теоретические значения  $G$  для латексов № 1 и № 2 приведены в табл. 4. В среднем согласие между экспериментальными и теоретическими значениями можно считать удовлетворительным.

Таблица 4

$\lambda_0, \text{Å}$	Латекс № 1		Латекс № 2	
	$G$		$G$	
	эксперимент	теория	эксперимент	теория
5780	0.29	0.270	1.15	1.356
5461	0.31	0.291	1.14	1.430
4360	0.38	0.361	1.58	1.680

Из соотношений (12) и (13) окончательно находим

$$h = \frac{\sigma}{1 + k\sigma d} \quad (14)$$

и

$$\sigma = \frac{h}{1 - kh d} \quad (15)$$

Формулу (15) можно использовать для определения  $\sigma$  по известным значениям  $h$  и  $d$ . Следовательно, мы получили простой метод определения  $\sigma$  в сильно рассеивающих средах. Интересно отметить, что, согласно формуле (15),  $\sigma \rightarrow \infty$ , когда  $hd \rightarrow 5$ . Из формулы (14) находим  $h = \frac{1}{kd}$  при  $k\sigma d \gg 1$ . Таким образом, при больших значениях  $\sigma$  ( $\sigma \gg \frac{1}{kd}$ ) коэффициент ослабления многократного рассеяния  $h$  зависит только от диаметра сечения цилиндра.

Коэффициент поглощения латексов в видимой области спектра ничтожно мал по сравнению с коэффициентом рассеяния ( $\alpha \approx 0$  и  $\tau \approx \sigma$ ). В условиях наших опытов для достаточно малых значений оптических диаметров цилиндра ( $\sigma d < 35$ ,  $\lambda = 4360 \text{ Å}$  и  $\sigma d < 50$ ,  $\lambda_0 = 5780 \text{ Å}$ ) истинное поглощение не вносит заметных изменений в коэффициент ослабления кратного рассеяния. Но увеличение оптической толщины поперечных сечений цилиндров ведет к усилению эффектов многократного рассеяния. При многократном рассеянии свет проходит в среде длинные пути, поэтому для больших кратностей рассеяния становится необходимым принять во внимание даже слабое истинное поглощение рассеивающей среды. Учет истинного поглощения и анализ экспериментальных результатов будут выполнены во второй части работы.

Авторы выражают благодарность М. И. Шахпаронову за помощь в работе.



## Литература

- [1] Г. В. Розенберг. УФН, 69, 57, 1959.
- [2] Д. К. Беридзе, М. И. Шахпаронов. Сб. «Критические явления и флуктуации в растворах». Изд. АН СССР, М., 1960.
- [3] Д. К. Беридзе, М. И. Шахпаронов. Опт. и спектр., 10, 240, 1961.
- [4] А. П. Иванов. Сб. «Спектроскопия светорассеивающих сред». Изд. АН БССР, Минск, 1963.
- [5] В. А. Тимофеева. Тр. Морского гидрофизич. инст. АН СССР, 3, 35, 1953.
- [6] C. Smart, R. Jacobsen, M. Kerker, J. Kratochvil, E. Matievic. J. Opt. Soc. Am., 55, 947, 1965.
- [7] Д. К. Беридзе, М. И. Шахпаронов. Укр. физ. ж., 7, 771, 1962.
- [8] Д. К. Беридзе, Х. А. Кахидзе. Учен. зап. МОПИ, 97, 303, 1963.
- [9] Д. К. Беридзе. Сб. «Тепловое движение молекул и межмолекулярное взаимодействие в жидкостях и растворах». Самарканд, 1969.
- [10] O. D. Schwolson. Mel. Phys. Chim. Bull. de l'Acad. Sci., St. Petersburg., XII, 1887.
- [11] M. Wallach, W. Heller, A. Stevenson. J. Chem. Phys., 34, 1796, 1961.
- [12] A. Stevenson, W. Heller, M. Wallach, J. Chem. Phys., 34, 1789, 1961.

Поступило в Редакцию 9 июня 1969 г.