

В.В. Веретенников

Влияние микрофизических свойств взвеси в морской воде на характеристики обратного рассеяния

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 8.07.2004 г.

Численно исследовано влияние дисперсного состава и показателя преломления частиц взвеси в морской воде на поведение индикатрис рассеяния света в области углов рассеяния 175–180°. Рассматривалась взвесь частиц, образованная двумя фракциями минерального и органического происхождения при разных пропорциях между ними. Дан сравнительный анализ роли фракций в формировании индикатрис обратного рассеяния. Обсуждаются возможности использования результатов модельных расчетов в качестве априорной информации при интерпретации данных лазерного зондирования морских вод.

Введение

Эффективность решения обратных задач лазерного зондирования моря в значительной степени зависит от корректного использования априорной информации об исследуемой среде. Рассеивающие свойства морской воды определяются преимущественно двумя основными фракциями частиц взвеси, имеющими различные микрофизические свойства [1]. Первая фракция образована мелкодисперсными частицами (размерами, не превышающими 1–2 мкм) минерального (терригенного) происхождения (t-фракция). Вторая фракция состоит из более крупных частиц органического (биогенного) происхождения (b-фракция). Соотношение вкладов в суммарный коэффициент рассеяния обеих фракций варьирует в широких пределах. Например, по данным [1], в зависимости от типа вод вклад частиц b-фракции в коэффициент рассеяния составляет от 22 до 78%, что должно естественно отразиться на форме индикатрисы рассеяния морской воды.

Ранее [2] было исследовано влияние такой взвеси на поведение индикатрис рассеяния в области малых углов. Как показано в [2], в формировании анизотропной части индикатрисы рассеяния наряду с крупными частицами b-фракции существенную роль играют также более мелкие частицы t-фракции. Для малоугловой индикатрисы рассеяния характерным является наличие двух областей, в которых доминирует вклад отдельных фракций. Условная граница между этими областями проходит в районе углов рассеяния ~1–2°. Рассеяние в пределах первой, достаточно узкой, области обусловлено, преимущественно, частицами b-фракции, а более широкая вторая область формируется, главным образом, за счет рассеяния на частицах t-фракции.

Распространение оптического излучения в морской воде сопровождается многократным рассеянием

света. В уравнениях, используемых в этом случае для описания лидарных сигналов, обычно учитывается многократное рассеяние на малые углы и однократное рассеяние на большие углы [3–5]. Даже при таком упрощенном описании вследствие многократного рассеяния величина лидарного сигнала зависит не только от значения индикатрисы рассеяния в направлении 180°, но и от ее поведения в некоторой окрестности этого направления.

Применительно к решению задач лазерного зондирования моря существенное значение имеют данные о соотношении вкладов, вносимых двумя фракциями в суммарную индикатрису обратного рассеяния, которые можно получить с помощью численного моделирования. Цель данной работы заключалась в численном исследовании влияния дисперсного состава и показателя преломления обеих фракций частиц взвеси в морской воде на поведение индикатрис рассеяния света в области углов рассеяния 175–180°. Рассмотрены возможности использования результатов модельных расчетов в качестве априорной информации при интерпретации данных лазерного зондирования морских вод.

1. Двухкомпонентная оптико-микрофизическая модель взвеси

В данной статье, как и ранее [2], при моделировании индикатрис рассеяния света в морской воде считалось, что взвесь образована непоглощающими частицами. Для описания дисперсного состава t-фракции использовалась функция распределения геометрического сечения частиц по размерам степенного вида

$$s_t(r) = \begin{cases} A_{t0}, & 0,01 \leq r \leq 0,05 \text{ мкм}, \\ A_t r^{-\nu}, & 0,05 \leq r \leq 2 \text{ мкм} \end{cases} \quad (1)$$

с показателем $\nu = 1 \div 4$. Константа A_{t_0} выбиралась исходя из требования непрерывности функции $s_t(r)$ в точке $r = 0,05$ мкм. Согласно оценкам [1] относительный показатель преломления частиц t-фракции $n_t = 1,15$. Функция распределения по размерам для частиц b-фракции моделировалась с помощью модифицированного гамма-распределения

$$s_b(r) = A_b \left(\frac{r}{r_m} \right)^\alpha \exp \left\{ -\frac{\alpha}{\gamma} \left[\left(\frac{r}{r_m} \right)^\gamma - 1 \right] \right\} \quad (2)$$

с варьируемым модальным радиусом $r_m = 5 \div 15$ мкм и фиксированными параметрами $\alpha = 8$ и $\gamma = 3$. Для относительного показателя преломления n_b рассматривались значения в интервале 1,03–1,05. Весовые множители A_t и A_b в распределениях $s_t(r)$ и $s_b(r)$ выбирались таким образом, чтобы обеспечить заданное соотношение $\xi_p = \sigma_t / \sigma_b$ между вкладами указанных фракций в суммарный коэффициент рассеяния $\sigma = \sigma_t + \sigma_b$.

Для рассматриваемой модели дисперсной взвеси в воде были проведены расчеты индикатрис рассеяния

$$x(\theta) = p x_t(\theta) + (1-p) x_b(\theta). \quad (3)$$

В формуле (3) $x_t(\theta)$ и $x_b(\theta)$ – индикатрисы рассеяния t- и b-фракций взвеси соответственно, а параметр $p = \sigma_t / \sigma$ определяет относительный вклад t-фракции в суммарный коэффициент рассеяния. Условие нормировки для указанных индикатрис рассеяния имеет вид $\int_{4\pi} x(\theta) d\omega = 1$.

В работе численно исследована изменчивость индикатрис рассеяния на длине волны $\lambda = 0,532$ мкм в зависимости от микроструктурных параметров r_m , ν и отношения p . Для удобства при анализе полученных результатов ниже будут использованы следующие характеристики:

$$\xi_p = \sigma_t / \sigma_b = p / (1-p), \quad \xi_r(\theta) = x_t(\theta) / x_b(\theta), \quad (4)$$

$$\xi(\theta) = p x_t(\theta) / [(1-p) x_b(\theta)] = \xi_p \xi_r(\theta), \quad (5)$$

$$\omega(\theta) = p x_t(\theta) / x(\theta) = \xi / (\xi + 1), \quad (6)$$

где ξ_p – отношение между коэффициентами рассеяния для t- и b-фракций, $\xi_r(\theta)$ – отношение между индикатрисами рассеяния для t- и b-фракций, $\xi(\theta)$ – отношение между t- и b-компонентами в суммарной индикатрисе рассеяния $x(\theta)$ (3); $\omega(\theta)$ – относительный вклад t-фракции в суммарную индикатрису рассеяния.

2. Анализ индикатрис рассеяния по результатам численного моделирования

Результаты численного моделирования приведены на рис. 1–5. В качестве примера на рис. 1,а

показаны индикатрисы рассеяния для отдельных фракций $x_t(\theta)$ и $x_b(\theta)$, а также их взвешенная сумма $x(\theta)$ (3) при $p = 0,2$ и следующих значениях микроструктурных параметров: $r_m = 10$ мкм, $\nu = 2$. Данный пример соответствует ситуации, когда в полном рассеянии доминирует b-фракция ($\xi_p = 0,25$). Из рис. 1,а следует, что при рассеянии строго назад ($\theta = \pi$) выполняется неравенство $x_t(\pi) > x_b(\pi)$, а отношение между индикатрисами $\xi_r(\pi) = 2,27$. Заметим также, что индикатриса рассеяния t-фракции $x_t(\theta)$ слабо меняется в рассматриваемом диапазоне углов рассеяния $175 \leq \theta \leq 180^\circ$, в то время как поведение индикатрисы рассеяния b-фракции $x_b(\theta)$ имеет более сложный характер и заслуживает более детального рассмотрения.

Главная особенность функции $x_b(\theta)$ состоит в наличии выраженного максимума в окрестности угла $\theta_1 = 179,1^\circ$. Значение индикатрисы рассеяния $x_b(\theta_1)$ в точке максимума превышает ее значение в направлении назад в 4,8 раза. Еще один, слабо выраженный, максимум функции $x_b(\theta)$ наблюдается при $\theta_2 = 178^\circ$. Положение указанных максимумов индикатрисы рассеяния $x_b(\theta)$ хорошо согласуется с теорией дифракции света в направлении назад [6, 7]. Согласно [7] угловое распределение интенсивности света, дифрагированного на большой частице ($\rho \gg 1$, где ρ – дифракционный параметр частицы) под малыми углами $\gamma = \pi - \theta$, $\gamma \sim 1/\rho$, $\gamma \ll 1$, пропорционально линейной комбинации квадратов функций Бесселя нулевого и второго порядков $J_i^2(z)$, $i = 0; 2$:

$$x(\theta) \sim c_0 J_0^2(\rho\gamma) + c_2 J_2^2(\rho\gamma) \quad (7)$$

с коэффициентами c_i , зависящими от размера и показателя преломления частиц. Результат, аналогичный формуле (7) без первого слагаемого, получен в [6]. Первые максимумы функций $J_0^2(z)$ и $J_2^2(z)$ расположены в точках $z_{0k} = 0; 3,83\dots$ и $z_{2k} = 3,1; 6,8\dots$ соответственно. С положением таких максимумов на индикатрисе рассеяния можно связать значение некоторого эффективного радиуса частиц по формуле

$$r_{\text{eff}} = z_i / k\gamma_i. \quad (8)$$

Для зависимости $x_b(\theta)$ (рис. 1,а) оценка эффективного радиуса r_{eff} по формуле (8) для значений z_{2k} , соответствующих максимумам функции $J_2^2(z)$, дает значение в пределах 12,4–12,6 мкм, близкое к модальному радиусу b-фракции частиц $r_m = 10$ мкм.

Для более наглядного представления роли двух фракций в формировании индикатрисы рассеяния $x(\theta)$ на рис. 1,б приведены ее составляющие $p x_t(\theta)$ и $(1-p) x_b(\theta)$, взятые с соответствующими весами. Суммарная индикатриса $x(\theta)$ здесь та же, что и на рис. 1,а. Относительный вклад t-фракции в индикатрису рассеяния назад $\omega(\pi) = 0,36$ и оказывается почти в два раза выше, чем ее вклад

в коэффициент рассеяния, $p = 0,2$. Отношение между двумя составляющими в индикатрисе рассеяния назад $\xi(\pi) = 0,57$, в то время как $\xi_p = 0,25$.

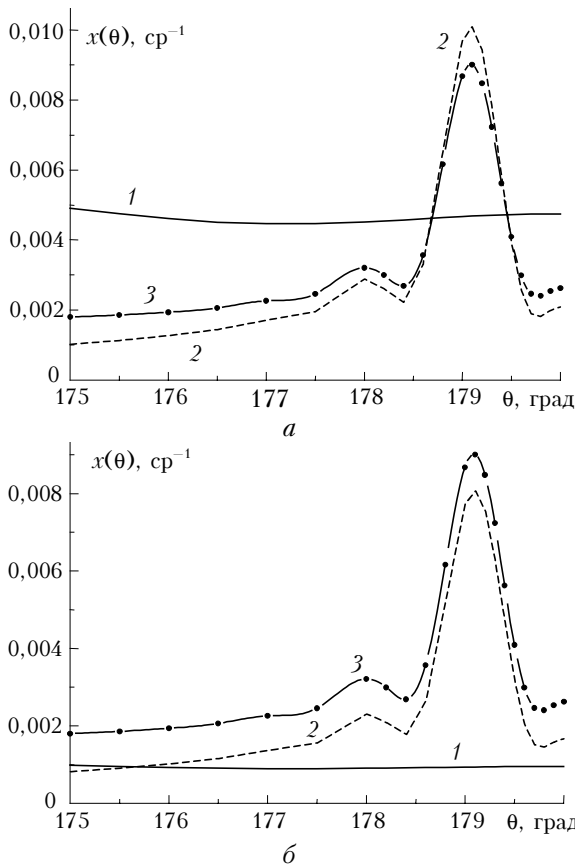


Рис. 1. Индикатрисы рассеяния $x_t(\theta)$ при $v = 2$ (кривая 1), $x_b(\theta)$ для модального радиуса $r_m = 10$ мкм (кривая 2) и их взвешенная сумма $x(\theta)$ при $p = 0,2$ (кривая 3) — а; индикатриса рассеяния $x(\theta)$ (3) и ее составляющие $px_t(\theta)$ (1) и $(1 - p)x_b(\theta)$ (2), взятые с соответствующими весами при тех же микрофизических параметрах, — б

Легко проследить изменение указанных соотношений и для других углов рассеяния. Из формул (4) и (5), в частности, следует, что для индикатрис рассеяния, изображенных на рис. 1, имеет место неравенство $\xi(\theta) > \xi_p$ почти всюду, за исключением окрестности дифракционного пика при $\theta = \theta_1$, в которой $x_b(\theta) > x_t(\theta)$.

На рис. 2 представлено параметрическое семейство кривых $x(\theta)$ (3), рассчитанных в зависимости от отношения p по данным, представленным на рис. 1. Кривая 1 соответствует случаю $p = 0$ и описывает поведение индикатрисы рассеяния для б-фракции частиц $x(\theta) = x_b(\theta)$. В общем случае индикатриса рассеяния $x(\theta) = x(\theta, p)$ как функция параметра p изменяется по линейному закону:

$$x(\theta)/x_b(\theta) = p(1 - \xi_r) + 1, \quad (9)$$

где величина ξ_r определяется из формулы (4). При $\xi_r > 1$, т.е. в тех областях, где $x_t(\theta) > x_b(\theta)$ (см. рис. 1, а), формула (9) определяет, очевидно, ли-

нейно возрастающую функцию p с областью изменения $[1, \xi_r]$. Напротив, при $\xi_r < 1$ индикатриса $x(\theta, p)$ как функция p линейно убывает. В этом случае диапазон изменения отношения (9) есть $[\xi_r, 1]$. Кривые на рис. 2 имеют две общие точки пересечения, соответствующие случаю $\xi_r = 1$.

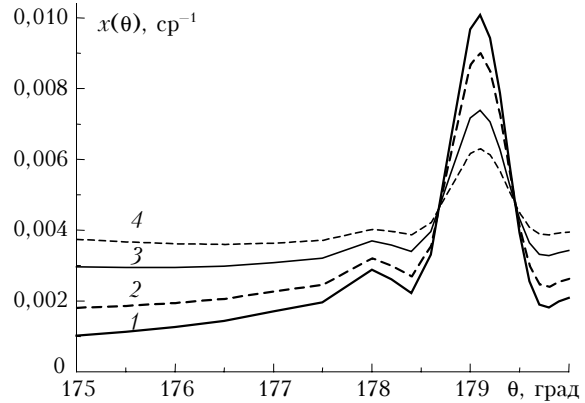


Рис. 2. Изменчивость индикатрисы рассеяния $x(\theta)$ в зависимости от вклада т-фракции: $p = 0$ (1); 0,2 (2); 0,5 (3) и 0,7 (4) при $v = 2$, $r_m = 10$ мкм

Приведенные соотношения имеют существенное значение для решения обратных задач по восстановлению оптических характеристик взвеси методами лазерного зондирования. Если в условиях наблюдений у одной из фракций меняется только ее концентрация, то в присутствии второй фракции индикатриса рассеяния назад $x(\pi)$ уже не остается постоянной. Характер ее изменения определяется формулой (9), что можно учитывать при разработке алгоритмов обращения лидарных сигналов.

В частности, в рассмотренном примере индикатриса рассеяния назад $x(\pi)$ может изменяться в $\xi_r(\pi) = 2,27$ раза при всевозможных вариациях соотношения между компонентами взвеси. Постоянство индикатрисы рассеяния при лидарных измерениях может быть обеспечено за счет небольшого (около $0,5^\circ$) смещения от направления строго назад ($\theta = 180^\circ$) к направлению, определяемому положением ближайшей точки пересечения кривых на рис. 2, в которой, как уже было отмечено, $\xi_r = 1$.

Рис. 3, 4 иллюстрируют влияние микроструктурных свойств б-фракции взвеси на поведение суммарной индикатрисы рассеяния. Представленные на рис. 3 зависимости $x(\theta)$ получены при различных значениях модального радиуса $r_m = 8$; 10 и 12 мкм. Остальные параметры сохранялись неизменными: $v = 2$ и $p = 0,5$. Несмотря на существенное повышение роли т-фракции по сравнению с данными рис. 1, на представленных кривых сохраняются заметные дифракционные пики, о которых говорилось ранее. С увеличением модального радиуса r_m положения максимумов кривых все ближе смещаются к углу рассеяния 180° . Оценки эффективного размера частиц r_{eff} по положению максимумов на основе формулы (8) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты численного моделирования в зависимости от параметра r_m ; $\nu = 2$; $p = 0,5$; $x_t(\pi) = 4,75 \cdot 10^{-3} \text{ ср}^{-1}$

r_m , МКМ	r_{eff} , МКМ	$x(\theta_1)/x(\pi)$	$x_b(\pi)$	$\xi_i(\pi)$	$\omega(\pi)$	$1 - \omega(\pi)$
8	9,43	1,41	$5,6 \cdot 10^{-4}$	8,5	0,89	0,11
10	12,6	2,16	$2,1 \cdot 10^{-3}$	2,27	0,69	0,31
12	14,1	2,77	$5,2 \cdot 10^{-3}$	0,9	0,48	0,52

Увеличение r_m приводит также к росту амплитуды дифракционных пиков. В табл. 1 приведены также отношения индикатрисы рассеяния в максимуме $x(\theta_1)$ к значению для угла 180° (3-й столбец). Из рис. 3 и данных табл. 1 (последний столбец) следует, что с увеличением модального радиуса r_m частиц b-фракции их роль в обратном рассеянии повышается в несколько раз.

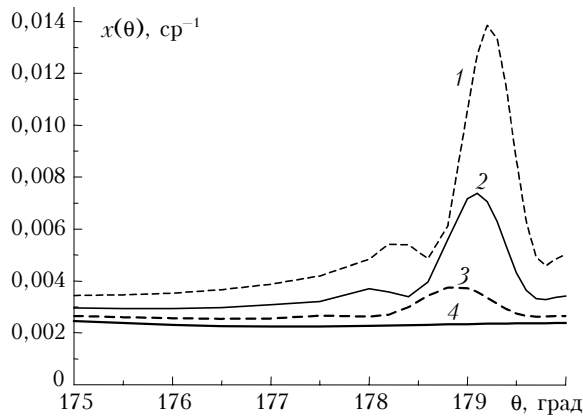


Рис. 3. Влияние модального радиуса $r_m = 12$ (1), 10 (2) и 8 мкм (3) частиц b-фракции на зависимости $x(\theta)$ при $\nu = 2$, $p = 0,5$; кривая 4 – зависимость $r_x(\theta)$

Сказанное дополняет рис. 4, на котором представлено изменение величины $x_b(\pi)$ в зависимости от модального радиуса r_m . Для сравнения здесь же приведен уровень индикатрисы обратного рассеяния $x_t(\pi)$, рассчитанной при $\nu = 2$.

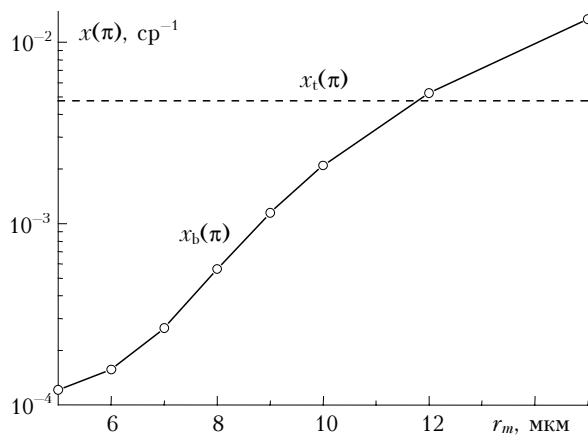


Рис. 4. Зависимость индикатрисы обратного рассеяния b-фракции $x_b(\pi)$ от модального радиуса r_m (сплошная кривая); уровень индикатрисы обратного рассеяния t-фракции $x_t(\pi)$ при $\nu = 2$ (штриховая линия)

Амплитуда дифракционного пика в окрестности направления рассеяния назад зависит не только от размеров частиц. На рис. 5 показано влияние показателя преломления частиц биогенной фракции на поведение индикатрисы рассеяния. Результаты, приведенные на рис. 5, получены для следующих значений модельных параметров: $\nu = 2$; $r_m = 10$ мкм; $p = 0,5$. Вещественная часть показателя преломления изменялась в диапазоне $1,03 \leq n_b \leq 1,05$.

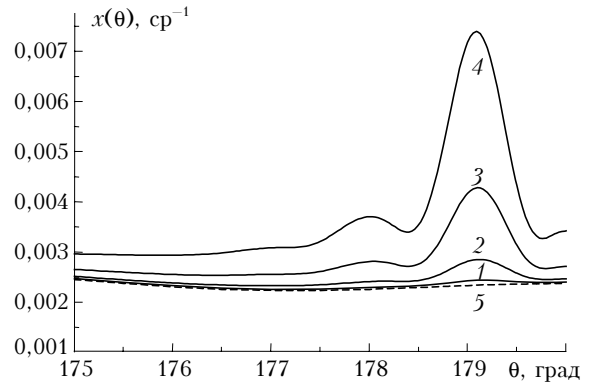


Рис. 5. Влияние показателя преломления частиц b-фракции $n_b = 1,035$ (1); 1,040 (2); 1,045 (3); 1,050 (4) на поведение индикатрисы $x(\theta)$ рассеяния при $r_m = 10$ мкм, $p = 0,5$; кривая 5 – зависимость $r_x(\theta)$

Картина, наблюдаемая на рис. 5, во многом сходна с результатами, представленными на рис. 3, за исключением того, что положения максимумов кривых рис. 5 не смещены относительно друг друга. При стремлении показателя n_b к 1,03 компонента $x_b(\theta)$ значительно опускается во всем рассматриваемом диапазоне углов, а в суммарной индикатрисе рассеяния $x(\theta)$ доминирует t-фракция частиц взвеси. С уменьшением n_b также все менее выраженным становится дифракционный пик.

Влияние микроструктуры t-фракции частиц взвеси на поведение индикатрис рассеяния иллюстрируют данные, представленные на рис. 6 и в табл. 2.

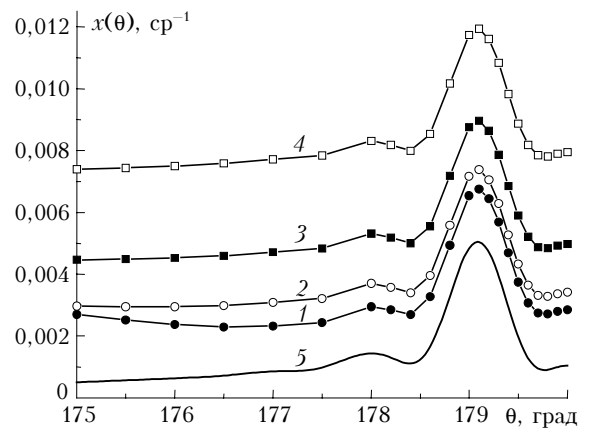


Рис. 6. Влияние дисперсного состава t-фракции на поведение индикатрисы рассеяния $x(\theta)$ при $\nu = 1$ (1); 2 (2); 2,5 (3); 3 (4) и $r_m = 10$ мкм, $p = 0,5$; кривая 5 – зависимость $(1 - p)x_b(\theta)$, $\nu = 2$

Таблица 2

Результаты численного моделирования в зависимости от параметра ν ; $r_m = 10$ мкм, $\rho = 0,5$; $x_b(\pi) = 2,1_{10} - 3$ ср⁻¹

ν	$x_t(\pi)$, ср ⁻¹	$\xi_t(\pi)$
1	$3,63_{10} - 3$	1,72
2	$4,75_{10} - 3$	2,27
2,5	$7,88_{10} - 3$	3,75
3	$1,38_{10} - 2$	6,57

Варьируемый параметр ν изменялся в диапазоне от 1 до 3. Фракция b-частиц органического происхождения сохраняла низменный микрофизический состав, а ее вклад в суммарную индикатрису рассеяния представляет кривая 5 на рис. 6, имеющая характерный дифракционный пик в окрестности угла $179,1^\circ$.

Роль частиц t-фракции проявляется в систематическом сдвиге индикатрисы рассеяния вдоль оси ординат. С ростом ν повышается роль наиболее мелких частиц внутри t-фракции взвеси. Это приводит к увеличению значений $x_t(\theta)$ в рассматриваемом диапазоне углов и, как следствие, к возрастанию отношения $\xi(\theta)$. В частности, при изменении ν от 1 до 3 значение $\xi(\pi)$ увеличивается от 0,63 до 0,87.

Сравнивая полученные результаты с физической моделью рассеяния света морской водой, предложенной О.В. Копелевичем [1], необходимо отметить следующее. Во-первых, индикатриса обратного рассеяния для t-фракции по данным [1] $x_t(\pi) = 6,04_{10} - 3$ ср⁻¹ — заключена между соответствующими величинами, приведенными во втором столбце табл. 2 для значений параметра $\nu = 2$ и 2,5.

Результаты расчетов для b-фракции, приведенные на рис. 4, показывают, что близкие к модельному уровню [1] $x_b(\pi) = 2,24_{10} - 4$ ср⁻¹ значения индикатрисы обратного рассеяния достигаются в случае, когда модальный радиус частиц r_m заключен в интервале 6–7 мкм. С ростом модального радиуса, при его приближении к значению ~12 мкм, величина $x_b(\pi)$ становится того же порядка, что и $x_t(\pi)$. При дальнейшем увеличении r_m b-фракция в обратном рассеянии может играть доминирующую роль.

V.V. Veretennikov. Effect of microphysical properties of suspended matter in sea water on backscattering characteristics.

Effect of the dispersion composition and the index of refraction of particles suspended in the sea water on the behavior of the scattering phase functions has been studied numerically at $175-180^\circ$ scattering angles. A suspension formed of mineral and organic particles at various proportions was under investigation. A comparative analysis of the role of each fraction in formation of the scattering phase functions was carried out. The possibilities of using the results of model calculations as an *a priori* information in interpretation of data of laser sensing of sea waters are discussed.

Представленные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Индикатриса рассеяния света частицами t-фракции взвеси в области углов $175-180^\circ$ является квазиизотропной, а уровень изотропной части зависит от степени мелкодисперсности ансамбля частиц.

2. На угловых зависимостях индикатрисы рассеяния света частицами b-фракции взвеси наблюдается дифракционный пик (глория) при $\theta > 179^\circ$, положение и амплитуда которого сильно зависят от размера и показателя преломления частиц.

3. Отношение между индикатрисами рассеяния t- и b-фракции для рассеяния назад ($\theta = 180^\circ$) достигает одного порядка и выше, что обуславливает, как правило, доминирующий вклад t-фракции в суммарной индикатрисе рассеяния $x(\theta)$.

4. Основной вклад в индикатрисе рассеяния в области глории обусловлен, как правило, частицами b-фракции; форма дифракционного пика в области глории не зависит от уровня относительного содержания частиц t-фракции.

Автор выражает искреннюю признательность и благодарность Г.П. Коханенко за постоянное внимание к работе и полезное обсуждение результатов.

1. *Оптика океана*. Т. 1. Физическая оптика океана // Под ред. А.С. Монина. М.: Наука, 1983. 372 с.
2. *Веретенников В.В.* Численное моделирование оптико-микрофизических характеристик морской воды в задачах лидарного зондирования // *Оптика атмосф. и океана*. 2002. Т. 14. № 2. С. 161–167.
3. *Долин Л.С., Савельев В.А.* О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана*. 1971. Т. 7. № 5. С. 505–510.
4. *Bissonnette L.R.* Multiple-scattering lidar equation // *Appl. Opt.* 1996. V. 35. N 33. P. 6449–6466.
5. *Зега Э.П., Кацев И.Л., Полонский И.Н.* Учет многократного рассеяния при лазерном зондировании стратифицированной рассеивающей среды // *Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана*. 1998. Т. 34. № 1. С. 45–50.
6. *Шифрин К.С.* Рассеяние света в мутной среде. М.: Л.: ОНТИ, 1951. 288 с.
7. *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. 536 с.