

В.В. Веретенников

Влияние микроструктурных параметров дисперсной взвеси на характеристики многократного рассеяния при лидарном зондировании моря

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 16.09.2002 г.

Рассмотрены два подхода к описанию лидарных сигналов при зондировании морской воды с учетом многократного рассеяния в малоугловом приближении. В первом подходе используется аналитическая связь между компонентами сигнала, обусловленными однократным и многократным рассеянием. Второй подход основан на свойстве аддитивности сигнала, как функции телесного угла приема, и его асимптотических свойствах при больших углах поля зрения приема. Представлены результаты расчетов характеристик лидарных сигналов, описывающих влияние многократного рассеяния с учетом микрофизических свойств взвеси в морской воде. Полидисперсная взвесь моделировалась двумя фракциями частиц: мелкодисперсной минеральной и грубодисперсной органического происхождения. Приведенные результаты полезны при планировании экспериментов по зондированию морских вод для повышения эффективности решения обратных задач.

Введение

Для интерпретации данных лазерного зондирования морской воды требуется знание взаимосвязей между мощностью лидарного сигнала и оптическими характеристиками среды, представленных в форме аналитических соотношений. Такие соотношения могут быть получены из решения уравнения переноса излучения (УПИ), которое описывает распространение оптического излучения в среде с учетом многократного рассеяния (МР). Спецификой морской воды как среды, в которой распространяется оптическое излучение, являются существенное поглощение света при высокой общей замутненности и сильная вытянутость индикатрисы рассеяния [1]. При таких условиях, как известно [1, 2], аналитическое решение УПИ может быть получено в рамках малоуглового приближения. Это приближение широко применяется для описания поведения лидарных сигналов с учетом МР [3–6].

Определяющим фактором в формировании структуры лидарного сигнала являются микрофизические свойства морских вод. Взвесь частиц в морской воде состоит, как правило, из двух основных фракций различной природы и с разными диапазонами дисперсности. Это фракции относительно крупных частиц органического происхождения и более мелких минеральных частиц [1]. Соотношение между указанными фракциями может варьировать в широких пределах в зависимости от типа морских вод.

Особенность рассеяния света в морской воде состоит в том, что в формирование малоугловой индикатрисы рассеяния наряду с большими органическими

частицами могут вносить значительный вклад также частицы минерального происхождения [7]. Настоящая статья посвящена изучению влияния дисперсного состава взвеси в морской воде на изменчивость характеристик многократного рассеяния лидарных сигналов в малоугловом приближении. Необходимость таких данных диктуется практической потребностью в максимально полном использовании априорной информации о микрофизических свойствах среды при интерпретации лидарных экспериментов.

1. Аналитическое описание лидарного сигнала

Опираясь на формализм, использованный в [5, 6], при дополнительном учете плоской границы раздела «атмосфера–море», можно записать следующее выражение для мощности сигнала обратного рассеяния при вертикальном зондировании моря лидаром, находящимся в атмосфере:

$$P(z) = P_1(z)[1 + m(z)], \quad (1)$$

где $P_1(z)$ – мощность лидарного сигнала в приближении однократного рассеяния (ОР), определяемая по формуле

$$P_1(z) = Al^{-2}S_r \beta_\pi(z) e^{-2\tau(z)}, \quad \tau(z) = \int_0^z \varepsilon(s) ds, \quad (2)$$

при посылке источником $\delta(t)$ -импульса, а функция $m(z)$ есть отношение между МР- и ОР-компонентами лидарного сигнала. В уравнении (2) приняты следующие обозначения: $l = H + (z - H)/n_w$, где H и z

– расстояния от лидара до поверхности моря и до мгновенного рассеивающего объема в воде, где происходит однократное рассеяние в направлении назад ($z > H$); n_w – показатель преломления морской воды, S_r – площадь приемной апертуры, $A = W(c_w/2)[T/n_w]^2$ – аппаратная постоянная, где W – энергия зондирующего импульса; $c_w = c/n_w$ – скорость света в воде; $T = 4n_w/(1 + n_w)^2$ – коэффициент пропускания при нормальном падении света на поверхность воды. Оптическими характеристиками среды, определяющими поведение ОР лидарного сигнала $P_1(z)$ в уравнении (2), являются коэффициенты обратного рассеяния $\beta_\pi(z)$ и ослабления $\epsilon(s)$ света в воде. (Для простоты, пропускание атмосферы считается равным единице.) Строго говоря, запись сигнала однократного рассеяния в форме (2) справедлива для дальней зоны приема [5]. В случае, когда оптические оси источника и приемника излучения совмещены, дальняя зона приема определяется неравенством $l > R_r/\gamma_r$, где R_r и γ_r – радиус приемной апертуры и угол (половинный) поля зрения приемника.

Обратимся теперь к функции $m(z)$, поведение которой представляет для нас главный интерес. Условия, при которых определена функция $m(z)$, следующие. При описании распространения импульса от источника до слоя, в котором происходит однократное рассеяние в обратном направлении, многократное рассеяние света учитывалось в малоугловом приближении. При этом предполагалось, что коэффициент направленного светорассеяния $\beta(\gamma) = \sigma x(\gamma)$ ($\gamma = \sin\theta$, θ – угол рассеяния) может быть представлен в виде суммы сильно вытянутого вперед малоуглового пика $\beta_1(\gamma)$ и остаточного члена $\beta_2(\gamma) = \beta(\gamma) - \beta_1(\gamma)$. Это влечет за собой естественное разложение на составляющие коэффициента рассеяния $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ и индикатрисы рассеяния

$$x(\gamma) = a_1 x_1(\gamma) + a_2 x_2(\gamma) \quad (3)$$

с весовыми множителями $a_1 = \sigma_1/\sigma$ и $a_2 = \sigma_2/\sigma$.

Описание обратного распространения сигнала от среды к приемнику основывалось на определении поля излучения импульсного изотропного источника с использованием метода функции Грина и теоремы оптической взаимности также в рамках малоуглового приближения [2, 3]. При этом не учитывалось изменение индикатрисы рассеяния в окрестности направления назад. Кроме того, предполагалось, что функция чувствительности приемника по угловой координате обладает круговой симметрией и имеет ступенчатый вид. Наконец, мы пренебрегали размерами выходной апертуры и угловой расходимостью источника по сравнению с аналогичными параметрами приемника. Тогда в случае, когда оптические оси источника и приемника совмещены, при достаточно малых значениях R_r в дальней зоне приема функция $m(z)$ определяется из следующего выражения:

$$m(z) = l\gamma_r \int_0^\infty J_1(vl\gamma_r) [e^{g(v)} - 1] dv, \quad (4)$$

где

$$g(v) = 2 \int_0^z \sigma_1(z-s) \tilde{x}_1(vs) ds, \quad (5)$$

$\tilde{x}_1(\cdot)$ – преобразование Ганкеля малоугловой индикатрисы рассеяния:

$$\tilde{x}_1(p) = 2\pi \int_0^\infty \gamma J_0(p\gamma) x_1(\gamma) d\gamma. \quad (6)$$

В формулах (4) и (6) $J_0(\cdot)$, $J_1(\cdot)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно. Правая часть формулы (4) полностью идентична выражению, описывающему отношение потоков рассеянного и нерассеянного излучения, проходящих через круговую площадку радиусом $l\gamma_r$ при прямом распространении излучения точечного мононаправленного стационарного источника единичной мощности в фиктивной среде, коэффициенты рассеяния и ослабления в которой вдвое превышают их истинные значения.

Отношение $m(z, \gamma_r)$ (4) является монотонно возрастающей функцией угла γ_r и при $\gamma_r \rightarrow \infty$ стремится к пределу

$$m_\infty(z) = \exp[2\tau_{1,sc}(z)] - 1, \quad (7)$$

не зависящему от вида индикатрисы рассеяния, где

$$\tau_{1,sc}(z) = \int_0^z \sigma_1(s) ds - \text{оптическая толщина малоуглового рассеяния.}$$

Из свойств функции $m(z, \gamma_r)$ следует, что уже при оптической толщине рассеяния, равной единице, доля многократно рассеянного излучения в лидарном сигнале может значительно превышать вклад однократного рассеяния, если угол поля зрения приемника γ_r выбран достаточно большим.

2. Асимптотические свойства лидарного сигнала

Асимптотическое свойство функции $m(z, \gamma_r)$, выражаемое формулой (7), позволяет записать следующее уравнение для лидарного сигнала в случае неограниченного угла поля зрения приема $\gamma_r \rightarrow \infty$:

$$P_\infty(z) = A l^{-2} S_r \beta_\pi(z) e^{-2[\tau(z) - \tau_{1,sc}(z)]}. \quad (8)$$

Сигнал $P_\infty(z)$ определяется теми же оптическими характеристиками среды, что и в случае приближения однократного рассеяния – коэффициентами рассеяния назад $\beta_\pi(z)$ и ослабления $\epsilon(z)$, дополненными еще одной функцией – коэффициентом рассеяния $\sigma_1(z)$. Уравнение (8) имеет структуру, аналогичную структуре обычного лидарного уравнения (2) при подстановке разности функций $\epsilon(z) - \sigma_1(z)$ вместо $\epsilon(z)$. Поэтому методы и алгоритмы, разработанные для

решения уравнения (2), можно без затруднений распространить также и на решение уравнения (8). В отличие от однократно рассеянного сигнала $P_1(z)$ сигнал $P_\infty(z)$ включает в себя рассеяние всех порядков, превосходя $P_1(z)$ в $\exp[2\tau_{1,sc}(z)]$ раз. В результате по мере проникновения в рассеивающую среду сигнал $P_\infty(z)$ спадает медленнее, чем $P_1(z)$.

Опираясь на выражение (8) для $P_\infty(z)$, уравнение для лидарного сигнала $P(z)$ при произвольном конечном угле поля зрения приема γ_r можно записать в виде

$$P(z) = P_\infty(z) [1 - \Delta(z)], \quad (9)$$

где поправочная функция $\Delta(z)$ описывает ту часть полного сигнала $P_\infty(z)$, которая формируется в рассеивающем объеме, расположенном вне конуса, образованного телесным углом приема. Функция $\Delta(z)$ находится по формуле

$$\Delta(z) = l_{\gamma_r} \int_0^\infty J_1(v l_{\gamma_r}) [1 - e^{-2\tau_{1,sc}(z)+g(v)}] dv. \quad (10)$$

В отличие от записи лидарного уравнения (1) с разделением на компоненты по кратности рассеяния в уравнении (9) разделение на части произведено по пространственному признаку. При этом поправка $\Delta(z)$ оказывается всегда меньше единицы и стремится к нулю при $\gamma_r \rightarrow \infty$. Причем на основе асимптотических свойств интеграла (10) [5], при больших углах поля зрения приема γ_r , выражение для $\Delta(z)$ можно упростить:

$$\Delta(z) \cong \Delta_1(z) = -\frac{2\tilde{x}'_1(0)}{l_{\gamma_r}} \int_0^z s\sigma_1(z-s) ds. \quad (11)$$

При использовании формулы (11) в расчетах лидарных сигналов отпадает необходимость в задании полной информации об индикатрисе рассеяния. Как видно из (11), для нахождения функции $\Delta_1(z)$, помимо профиля коэффициента рассеяния $\sigma_1(z)$, необходимо знать лишь производную $\tilde{x}'_1(0)$ в нуле.

3. Модель оптических характеристик морской воды

Исходя из современных представлений о микроразличиях свойствах морской воды [1], коэффициент ослабления ε света в ней можно представить в виде следующей суммы:

$$\varepsilon = \sigma + (\chi_y + \chi_p) + \chi_w, \quad (12)$$

образованной коэффициентом рассеяния σ и коэффициентами поглощения света желтым веществом χ_y , пигментами фитопланктона χ_p и морской водой χ_w . Основной вклад в рассеяние вносят взвешенные в воде частицы двух основных фракций: мелкодисперсной фракции частиц минерального (терригенно-

го) происхождения размерами $r < 1 - 2$ мкм и относительным показателем преломления 1,15 и грубодисперсной фракции частиц органического (биогенного) происхождения ($r > 1$ мкм) с относительным показателем преломления в пределах 1,02 – 1,05. Анализ экспериментальных данных [8] показывает, что суммарный вклад χ_y и χ_p в общий коэффициент ослабления ε не превосходит 2–7%, а альbedo однократного рассеяния $\Lambda = \sigma/\varepsilon$ изменяется в зависимости от величины коэффициента ослабления. Параметризация этой зависимости приводит к формуле [8]:

$$\Lambda(\varepsilon) = b_1 + b_2/\varepsilon. \quad (13)$$

В результате обработки большого массива экспериментальных данных в [8] получены следующие значения параметров $b_1 = 0,96$ и $b_2 = -0,0325$ для длины волны излучения $\lambda = 0,55$ мкм.

Обратимся теперь к описанию малоугловой индикатрисы рассеяния. Для частиц, взвешенных в морской воде, относительный показатель преломления n близок к единице. Угловое распределение излучения, рассеянного «мягкими» частицами, можно описать с помощью следующей приближенной формулы [9]:

$$\beta_1(\gamma) = K_{sc,1}(\delta) \beta^{(D)}(\gamma), \quad (14)$$

где $\beta^{(D)}(\gamma)$ – коэффициент направленного светорассеяния в приближении дифракции Фраунгофера, который определяется из известной формулы Эйри [10]:

$$\beta^{(D)}(\gamma) = r^2 J_1^2(kr\gamma)/\gamma^2, \quad (15)$$

где r – радиус частицы взвеси; $k = (2\pi/\lambda)n_w$. Множитель $K_{sc,1}(\delta)$ в формуле (14) не зависит от угла рассеяния и является функцией фазового сдвига $\delta = 2kr|m-1|$ (m – относительный комплексный показатель преломления взвешенного вещества):

$$K_{sc,1}(\delta) = 1 + \frac{4}{\delta^2} \left[1 + \left(1 + \frac{2}{\delta^2} \right) (1 - \cos\delta - \delta \sin\delta) \right]. \quad (16)$$

Физический смысл этого множителя состоит в том, что он определяет фактор эффективности малоуглового рассеяния: $K_{sc,1}(\delta) = \sigma_1/(\pi r^2)$. В случае больших частиц, при $\delta \gg 1$, из формулы (16) следует $K_{sc,1}(\delta) \rightarrow 1$ и $\beta_1(\gamma) \rightarrow \beta^{(D)}(\gamma)$. Как показывают оценки, представленные в [9], формула (14) с высокой точностью описывает поведение коэффициента направленного светорассеяния в малоугловой области для «мягких» частиц практически любых размеров. Возрастание ошибок при применении формулы (14) происходит при приближении к первому нулю функции Бесселя $J_1(\omega)$.

Для «мягких» частиц одинакового размера нормированная индикатриса рассеяния имеет в малоугловой области тот же вид, что и при дифракции Фраунгофера:

$$x_1(\gamma) = \beta_1(\gamma)/\sigma_1 = x^{(D)}(\gamma), \quad x^{(D)}(\gamma) = \frac{J_1^2(kr\gamma)}{\pi\gamma^2};$$

$$\sigma_1 = K_{sc,1} \sigma^{(D)}. \quad (17)$$

В случае полидисперсного ансамбля частиц взвеси отмеченное свойство уже не выполняется. Например, для функции распределения геометрического сечения частиц по размерам $s(r)$ нормированная малоугловая индикатриса рассеяния имеет вид

$$x_1(\gamma) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} x^{(D)}(\gamma, r) \tilde{f}(r) dr, \quad (18)$$

где функция

$$\tilde{f}(r) = K_{sc,1}(r)s(r) / \left[\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} K_{sc,1}(r)s(r) dr \right] \quad (19)$$

пропорциональна распределению $s(r)$ с весовым коэффициентом, зависящим от фактора эффективности рассеяния $K_{sc,1}(r)$.

Производная $\tilde{x}_1'(0)$, входящая в асимптотическую формулу (11) для корректирующего фактора $\Delta(z)$, в случае полидисперсного ансамбля частиц определяется выражением

$$\tilde{x}_1'(0) = -2/(\pi k R_{\text{eff}}), \quad (20)$$

где величина

$$R_{\text{eff}} = \left[\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^{-1} \tilde{f}(r) dr \right]^{-1} \quad (21)$$

есть некоторый эффективный размер частиц.

Ранее в [7] была численно исследована изменчивость характеристик рассеяния дисперсных взвесей в морской воде при вариациях параметров их микроструктуры. В качестве таких характеристик были рассмотрены малоугловая индикатриса рассеяния $x_1(\gamma)$ (18) и ее преобразование Ганкеля $\tilde{x}_1(p)$ (6), малоугловой фактор асимметрии $a_1 = \sigma_1/\sigma$, а также эффективный размер частиц R_{eff} (21). Как показали результаты расчетов, в формировании перечисленных характеристик наряду с большими частицами органического происхождения могут вносить заметный вклад более мелкие минеральные частицы. В свою очередь, от формы индикатрисы рассеяния зависит соотношение между однократно рассеянной и многократно рассеянной составляющими лидарного сигнала. В случае больших углов поля зрения приема γ_r проявляется асимптотическая зависимость лидарного сигнала от эффективного размера частиц R_{eff} . Влияние микроструктурных параметров частиц минерального и органического происхождения при различном соотношении их вкладов в суммарное ослабление света на поведение функций $m(z, \gamma_r)$ и $\Delta(z, \gamma_r)$ будет исследовано численно в модельных расчетах в следующем разделе.

4. Результаты численного моделирования

Модельные расчеты характеристик $m(z, \gamma_r)$ и $\Delta(z, \gamma_r)$ проводились для следующих условий. Зондирование водной толщи осуществлялось лидаром, расположенным на высоте $H = 300$ м над поверхностью моря; регистрация сигнала проводилась с глубины 20 м; длина волны излучения $\lambda = 0,532$ мкм; угол поля зрения приемника γ_r варьировался в пределах от 0 до 15 мрад. В качестве входного параметра модели рассматривалась оптическая толщина слоя τ , которая изменялась в пределах от 1 до 4. Коэффициенты ослабления ϵ и рассеяния σ предполагались постоянными по глубине, а связь между ними устанавливалась на основе соотношения (13).

При моделировании оптических полидисперсных характеристик взвеси параметры микроструктуры были аналогичны приведенным в работе [7]. Полагалось, что поглощение света частицами взвеси на указанной длине волны излучения отсутствует. Спектр размеров мелкодисперсных терригенных (t) частиц описывался степенным законом

$$s_t(r) = A_t r^{-\nu} \quad (22)$$

с показателем $\nu = 1 - 4$ в интервале размеров $0,2 \leq r \leq 2,0$ мкм. Для описания спектра размеров грубодисперсной фракции биогенных (b) частиц было выбрано модифицированное гамма-распределение

$$s_b(r) = A_b \left(\frac{r}{r_m} \right)^\alpha \exp \left\{ -\frac{\alpha}{\gamma} \left[\left(\frac{r}{r_m} \right)^\gamma - 1 \right] \right\} \quad (23)$$

с варьируемым модальным радиусом $r_m = 5-20$ мкм и фиксированными параметрами $\alpha = 8$ и $\gamma = 3$. Весовые множители A_t и A_b в распределениях $s_t(r)$ и $s_b(r)$ выбирались таким образом, чтобы обеспечить заданное соотношение $\xi = \sigma_b/\sigma_t$ между вкладами указанных фракций в суммарный коэффициент рассеяния $\sigma = \sigma_t + \sigma_b$.

На рис. 1, а, б представлено поведение функции $m(\gamma_r)$ при вариациях оптической толщины слоя. Для приведенных результатов вклад $p = \sigma_t/\sigma$ t-фракции в суммарный коэффициент рассеяния равен 0,2. Микроструктурные параметры фракций (22) и (23) были взяты следующие: $\nu = 2$ и $r_m = 15$ мкм.

Из рис. 1, а, б видно, что при оптической толщине $\tau = 1$ однократное рассеяние в лидарном сигнале преобладает при любых значениях углов γ_r , поскольку $m(\gamma_r) < m_\infty = 0,38$. С увеличением оптической толщины растет вклад многократного рассеяния и уже при $\tau > 2$ становится преобладающим ($m(\gamma_r) > 1$) для углов $\gamma_r > 0,4$ мрад. Для $\tau = 4$ при тех же углах γ_r величина $m(\gamma_r)$ достигает значения 6 и выше. Соответствующие зависимости функции $\Delta(\gamma_r)$ для различных значений оптической толщины τ показаны на рис. 1, в. Функция $\Delta(\gamma_r)$ с ростом γ_r монотонно убывает, а при увеличении τ монотонно возрастает. Из

рис. 1, в видно, что при $\tau < 3$ более 80% рассеянной энергии, которая могла быть зарегистрирована в случае неограниченного угла поля зрения приемника, поступит на вход приемной системы, если $\gamma_r > 5,7$ мрад.

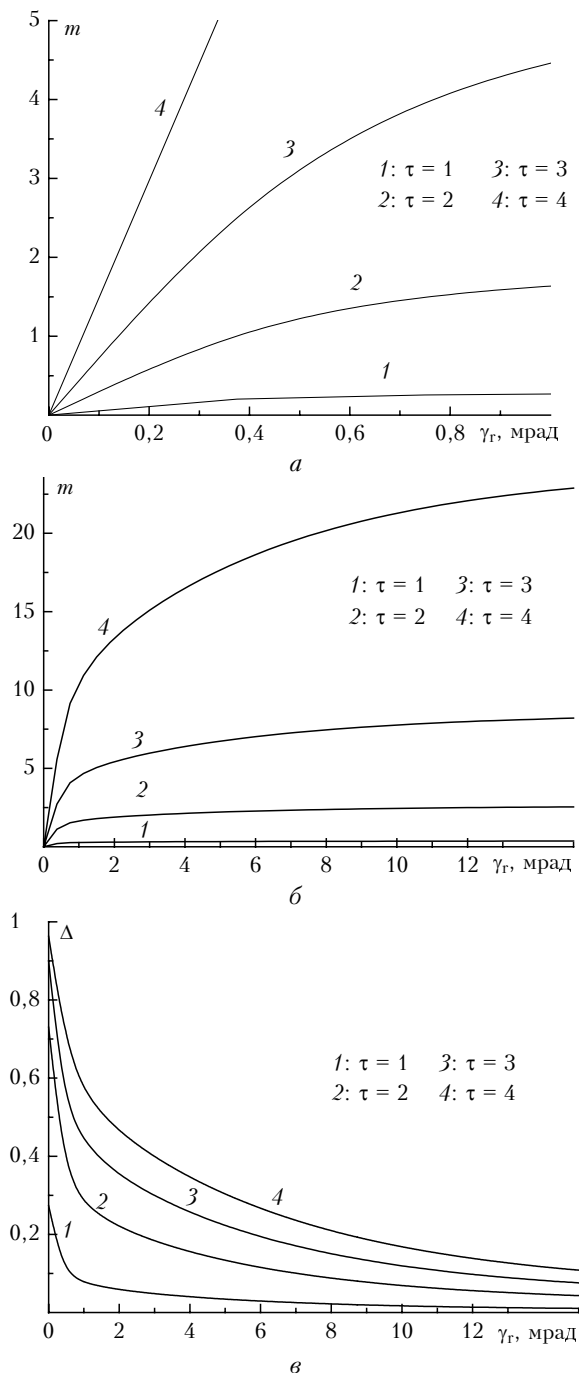


Рис. 1. Зависимости характеристик $m(\gamma_r)$ (а, б) и $\Delta(\gamma_r)$ (в) от угла поля зрения приемника γ_r для однородного слоя морской воды с различной оптической толщиной на глубине 20 м, содержащей взвесь частиц двух фракций – минеральной и органического происхождения

Следует подчеркнуть, что указанные количественные соотношения имеют место только для выбранных

ного набора микроструктурных параметров взвеси и с их изменением наблюдаемая картина будет также меняться. Иллюстрацией сказанному могут служить данные, представленные на рис. 2. В отличие от рис. 1, приведенные здесь зависимости $m(\gamma_r)$ и $\Delta(\gamma_r)$ получены при одинаковом значении оптической толщины $\tau = 2$ и различном соотношении между фракциями, характеризуемом параметром $p = \sigma_t/\sigma$. Случай $p = 0$ (кривые 1 и 1') соответствует взвеси, состоящей из больших органических частиц и не содержащей частиц минерального происхождения. Увеличение p соответствует росту вклада мелкодисперсной т-фракции взвеси. При этом происходит уширение малоугловой индикатрисы рассеяния (см. [7, рис. 7]). Это приводит к замедлению скорости роста функции $m(\gamma_r)$ и ее более позднему приближению к уровню насыщения m_∞ . При вариациях p от 0 до 0,7 величину m_∞ можно считать постоянной с погрешностью не более 6%.

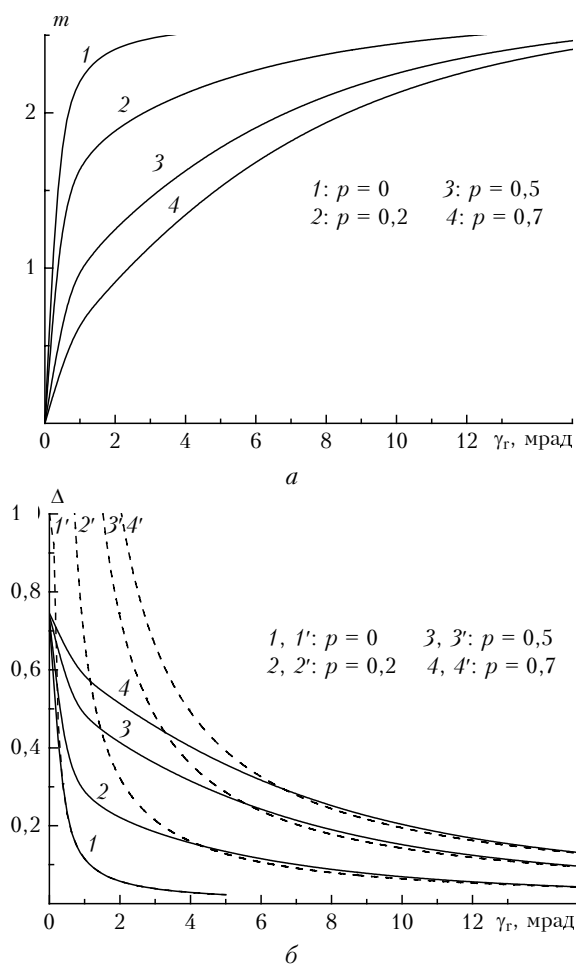


Рис. 2. Угловые зависимости характеристик $m(\gamma_r)$ (а), $\Delta(\gamma_r)$ (б) – сплошные линии и $\Delta_1(\gamma_r)$ (б) – пунктирные линии при различном относительном вкладе p минеральной фракции в суммарное ослабление света частицами и одинаковой оптической толщине слоя $\tau = 2$

Вследствие уширения зондирующего пучка, происходящего при уменьшении вытянутости индикатри-

сы, все большая часть рассеянной энергии остается за пределами телесного угла приема и не попадает на приемник. Это проявляется в замедлении скорости убывания функции $\Delta(\gamma_r)$ с ростом p (рис. 2,б), пунктиром показаны зависимости $\Delta_1(\gamma_r)$, рассчитанные по асимптотической формуле (11). Как видно из рис. 2,б, область применимости асимптотического приближения (11) зависит от дисперсного состава взвеси. Так, например, при $p = 0$ формула (11) может применяться, начиная с небольших углов $\gamma_r > 0,3$ мрад, в то время как при $p = 0,7$ она справедлива только для $\gamma_r > 6$ мрад. Заметим также, что при этом эффективный размер частиц R_{eff} , определяющий поведение $\Delta_1(\gamma_r)$ (11) через производную $\tilde{x}'_1(0)$ (20), также значительно изменяется – от 14,3 мкм ($p = 0$) до величины, близкой к 1 мкм ($p = 0,7$). Точность асимптотического приближения (11) повышается с ростом угла γ_r .

На рис. 3 показано влияние параметра v распределения частиц t-фракции (22) на поведение функций $m(\gamma_r)$ и $\Delta(\gamma_r)$ при одинаковой оптической толщине слоя $\tau = 2$ и равном соотношении обеих фракций ($p = 0,5$). На представленных зависимостях можно выделить две области.

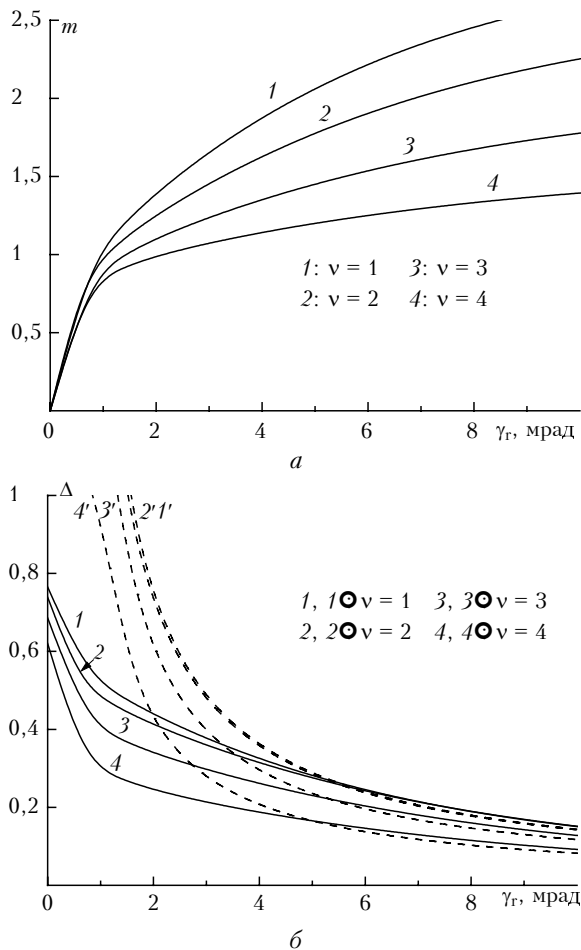


Рис. 3. Влияние параметра v в распределении частиц минеральной фракции (22) на поведение характеристик $m(\gamma_r)$ (а), $\Delta(\gamma_r)$ (б) – сплошные линии и $\Delta_1(\gamma_r)$ (б) – пунктирные линии

Первая область, определяемая углами $\gamma_r < 1$ мрад, отличается быстрым увеличением функций $m(\gamma_r)$ и убыванием функций $\Delta(\gamma_r)$. Многократное рассеяние в этой области формируется преимущественно большими частицами b-фракции, а влияние частиц t-фракции оказывается слабым. В результате этого расхождение кривых $m(\gamma_r)$ при приближении к границе области не превышает 11% для всех рассмотренных значений параметра v . При дальнейшем увеличении угла γ_r скорость изменения функций $m(\gamma_r)$ и $\Delta(\gamma_r)$ уменьшается. Вклад частиц b-фракции в многократно рассеянную часть сигнала достигает насыщения, а расхождение кривых $m(\gamma_r)$ происходит вследствие различия формы распределения частиц t-фракции.

Как следует из модельных расчетов, соотношение между фракциями частиц минерального и биологического происхождения оказывает более существенное влияние на положение нижней границы области асимптотического описания поправки $\Delta(\gamma_r)$ по сравнению с вариациями параметров распределений отдельных фракций. Этот вывод иллюстрирует сравнение рис. 2,б и 3,б. На последнем из них показано влияние параметра v на границы применимости асимптотического приближения $\Delta_1(\gamma_r)$ (11). Из представленных на рис. 3,б данных следует, что погрешность формулы (11) составляет менее 0,4% для углов $\gamma_r > 5$ мрад при любых значениях параметра v .

Заключение

В работе сформулировано уравнение, описывающее поведение лидарного сигнала при зондировании из атмосферы приповерхностного слоя моря в зависимости от оптических и микрофизических свойств морской воды. В уравнении учитываются многократное рассеяние света в малоугловом приближении и однократное рассеяние на большие углы. В числе оптических характеристик морской воды рассматриваются коэффициенты рассеяния и ослабления, а также индикатриса рассеяния в области малых углов и в направлении назад.

Рассмотрены две формы записи лидарного уравнения. Первая форма основана на разделении в сигнале однократно и многократно рассеянных составляющих. Во второй форме записи измеряемый сигнал рассматривается как часть предельно ожидаемого сигнала при неограниченном увеличении угла поля зрения приема. Показано, что с увеличением угла поля зрения приема зависимость лидарного сигнала от малоугловой индикатрисы рассеяния становится все менее выраженной и переходит в зависимость от одного параметра, который определяется эффективным размером рассеивающих частиц.

Выбранный модель малоугловой индикатрисы рассеяния позволяет в явном виде учитывать дисперсный состав взвеси. Численно исследовано поведение характеристик лидарных сигналов в зависимости от микроструктурных параметров двух основных фракций частиц минерального и органического происхождения

при различном соотношении их вкладов в суммарное ослабление света. Оценены условия, при которых информацию о малоугловой индикатрисе рассеяния в описании лидарного сигнала можно заменить одним числом – эффективным размером частиц. Представленные результаты полезны при разработке методов решения обратных задач лазерного зондирования морских вод.

1. *Оптика океана* / Под ред. А.С. Моница. Т. 1. Физическая оптика океана. М.: Наука, 1983. 372 с.
2. *Долин Л.С., Левин И.М.* Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 230 с.
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. *Зега Э.П., Кацев И.Л., Полонский И.Н.* Учет многократного рассеяния при лазерном зондировании стратифицированной рассеивающей среды. 1. Общая теория

// *Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана.* 1998. Т. 34. № 1. С. 45–50.

5. *Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В.* Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1997. 402 с.
6. *Веретенников В.В.* Структура лидарного сигнала при многократном рассеянии в малоугловом приближении // *Оптика атмосф. и океана.* 1999. Т. 12. № 5. С. 385–391.
7. *Веретенников В.В.* Численное моделирование оптико-микрофизических характеристик морской воды в задачах лидарного зондирования // *Оптика атмосф. и океана.* 2001. Т. 14. № 2. С. 161–167.
8. *Дорогин А.Н., Копелевич О.В., Левин И.М., Фейгельс В.И.* Корреляции между некоторыми гидрооптическими характеристиками // *Оптика моря и атмосф.: Тезисы докл. 10 Пленума.* Л.: ГОИ, 1988. С. 136–137.
9. *Буренков В.И., Копелевич О.В., Шифрин К.С.* Рассеяние света крупными частицами с показателем преломления, близким к единице // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана.* 1975. Т. 11. № 8. С. 828–835.
10. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.

V.V. Veretennikov. Effect of microstructure parameters of disperse suspended matter on characteristics of multiple scattering at lidar sensing of sea water.

Two approaches to description of lidar signals at sea water sensing with allowance for multiple scattering in the small-angle approximation are considered. The first approach uses the analytical relation between signal components caused by single and multiple scattering. The second approach is based on the additive property of the signal as a function of the solid reception angle and its asymptotic properties at the large reception field of view. Lidar signal characteristics describing the effect of multiple scattering are calculated with allowance for microphysical properties of suspended matter in sea water. The polydisperse suspended matter was modeled by two fractions of particles: fine fraction of mineral origin and coarse fraction of organic origin. The results presented are useful for planning experiments on sea water sensing in order to increase the efficiency of inverse problem solution.