

07

©1994 г.

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ И КИНЕТИКА ИМПУЛЬСОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДИСПЕРСНОЙ СРЕДОЙ

В.Л.Богданов, Ю.И.Копилевич, Г.В.Лукомский, Г.Б.Сочилин

Приведены результаты измерений и модельных расчетов временной формы световых импульсов, рассеянных статистически однородной средой в направлении источника. Кинетика рассеяния вблизи направления "назад" исследовалась для импульсов аргонового лазера с активной синхронизацией мод при их распространении в водных растворах микрочастиц латекса методом коррелированного во времени счета фотонов. Установлено, что максимум импульса обратного рассеяния существенно задержан во времени относительно максимума импульса, отраженного от границы среды. Запаздывание рассеянного импульса объяснено тем, что вследствие угловой анизотропии рассеяния формирование идущего "назад" излучения происходит преимущественно в углубленных, удаленных от границ слоях.

Наблюдавшееся в ряде экспериментов по дистанционному лидарному зондированию приповерхностного слоя моря смещение максимума отраженного импульса относительно момента прихода импульса от поверхности воды [1-3] не укладывается в рамки традиционных теоретических методов расчета эхо-сигнала [4-7]. В работах [8,9] были сделаны попытки связать указанное смещение с влиянием морского волнения на фокусировку излучения при прохождении через случайно шероховатую границу раздела, в [3] — с неоднородностью вертикального распределения гидрооптических характеристик рассеивающей среды.

В настоящей работе показано, что смещение эхо-сигнала может быть объяснено анизотропией рассеяния света в заднюю полусферу и особенностями геометрии типичного лидарного эксперимента, в котором совмещенный с излучателем приемник значительно удален от поверхности воды, так что его зрачок виден из точки рассеивающего объема под малым углом. Рассмотрены основные физические соображения, приведены количественные оценки и результаты измерений кинетики рассеяния импульсов "назад" модельными средами.

В поле яркости нисходящего излучения, создаваемого в водной среде остро направленным (когерентным) излучателем, выделим, следуя [10], две компоненты: ослабленное излучение исходного пучка (когерентная составляющая) J_0 и диффузно-рассеянную (некогерентную)

составляющую J_1 . Пространственная освещенность I_0 , создаваемая на глубине z когерентной компонентой яркости, есть

$$I_0(z, r) = 2\pi \int_0^{\pi/2} J_0(z, r, \theta) \sin(\theta) d\theta,$$

где θ — угол, отсчитываемый от оси пучка; r — радиус-вектор точки наблюдения в перпендикулярной к направлению распространения плоскости.

При нормальном падении на невозмущенную поверхность моря I_0 экспоненциально убывает с глубиной

$$I_0(z, r) = A(r) \cdot \exp(-\varepsilon z). \quad (1)$$

Здесь A — освещенность непосредственно под поверхностью, ε — объемный показатель ослабления (геометрические эффекты, связанные с изменением поперечного размера зондирующего пучка с глубиной, не учитываются). Диффузная составляющая излучения образуется в результате малоуглового рассеяния исходного пучка. Отвечающая ей пространственная освещенность $I_1(z, r)$ описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{dI_1(z, r)}{dz} = I_0(z, r) \cdot \sigma_1 - \kappa_1 \cdot I_1(z, r) \quad (2)$$

с граничным условием $I_1(0, r) = 0$. В (2) введены эффективные показатели [5] малоуглового рассеяния σ_1 и поглощения κ_1 , связанные с объемными показателями рассеяния σ и поглощения $\kappa = \varepsilon - \sigma$ среды равенствами

$$\sigma_1 = \sigma \cdot (1 - \beta); \quad \kappa_1 = \kappa + \sigma \cdot \beta. \quad (3)$$

Малый параметр β равен относительной доли рассеяния на большие углы для вытянутой вперед индикатрисы $X(\theta)$ морской воды

$$\beta = \frac{\int_{\Theta}^{\pi} X(\theta) \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi} X(\theta) \sin(\theta) d\theta}. \quad (4)$$

Угол Θ в этой формуле выбирается из физических соображений по форме индикатрисы рассеяния так, чтобы интервал углов $(-\Theta, +\Theta)$ содержал острый пик рассеяния вперед. Например, в [5] полагалось $\Theta = \pi/4$; в [11] использовалось значение $\Theta = \pi/2$. Из (2) находим

$$I_1(z, r) = A(r) \cdot [1 - e^{-\sigma_1 z}] \cdot e^{-\kappa_1 z}, \quad (5)$$

так что суммарная освещенность, создаваемая нисходящим излучением, дается выражением

$$I_0(z, r) + I_1(z, r) = A(r) \cdot e^{-\kappa_1 z}.$$

Рассмотрим теперь фиктивный источник излучения единичной мощности, пространственные и угловые параметры которого соответствуют аналогичным параметрам приемника лидара [4]. Поле излучения такого источника под водой будем описывать величинами \tilde{I}_0 и \tilde{I}_1 , аналогичными I_0, I_1 ,

$$\begin{aligned}\tilde{I}_0(z, r) &= \tilde{A}(r) \cdot e^{-\varepsilon z}; \\ \tilde{I}_1(z, r) &= \tilde{A}(r) \cdot [1 - e^{-\sigma_1 z}] \cdot e^{-\varkappa_1 z}.\end{aligned}\quad (6)$$

Для оценки сигнала обратного рассеяния от слоя среды на глубине z введем два параметра:

$$X_\pi = X(\pi)$$

— значение индикатрисы для направления рассеяния “строго назад” и

$$X_* = \frac{\int_{\pi-\Theta_*}^{\pi} X(\theta) \sin(\theta) d\theta}{\int_{\pi-\Theta_*}^{\pi} \sin(\theta) d\theta}\quad (7)$$

— среднее значение индикатрисы рассеяния в направлении “бесконечно удаленного” приемника для некогерентной компоненты излучения, распространяющейся в телесном угле с раствором $\Theta_* \simeq \Theta$. Параметр X_* использовался в ряде работ (см., например, [12,13]) для эффективно-го описания вклада диффузного излучения в локационный сигнал.

С помощью введенных обозначений в случае δ -образного зондирующего импульса для мощности $S_\delta(t)$ регистрируемого сигнала в момент t нетрудно получить выражение

$$\begin{aligned}S_\delta(t) &= \frac{\Sigma \cdot \Omega}{n^2} \iint \left\{ I_0(z_t, r) \tilde{I}_0(z_t, r) \cdot X_\pi + \right. \\ &+ \left. [I_0(z_t, r) \tilde{I}_1(z_t, r) + I_1(z_t, r) \tilde{I}_0(z_t, r) + I_1(z_t, r) \tilde{I}_1(z_t, r)] \cdot X_* \right\} d^2 r,\end{aligned}\quad (8)$$

где

$$z_t = \frac{vt}{2},$$

v — скорость света в среде, n — показатель преломления, Σ — площадь, Ω — угловая апертура приемника.

При $X_\pi = X_*$ (8) переходит в известную формулу Л.С.Долина и В.А.Савельева [4] и является ее обобщением на случай неизотропного рассеяния в заднюю полусферу.

Подставляя в (8) выражения (1), (5) и (6), находим

$$S_\delta(t) = S_\delta(0) \cdot \{X_\pi \exp(-2\varepsilon z_t) + X_* [1 - \exp(-2\sigma_1 z_t)] \exp(-2\varkappa_1 z_t)\},\quad (9)$$

причем

$$S_\delta(0) = \frac{\Sigma \cdot \Omega}{n^2} \iint A(r) \tilde{A}(r) d^2 r.$$

При $X_\pi < X_*$ функция $S(t)$ имеет максимум при $t = t_*$, где t_* определяется равенством

$$\exp(\sigma_1 vt_*) = \frac{1 - \frac{X_\pi}{X_*}}{\frac{x_1}{\epsilon}}. \quad (10)$$

Величина t_* дает временное запаздывание максимума лидарного сигнала при зондировании среды коротким импульсом.

Учтем теперь конечность длительности падающего излучения и временного разрешения приемника. Обозначив через $h(t)$ распределение мощности в исходном импульсе и через $H(t)$ — аппаратную функцию измерительной системы, для интенсивности $S(t)$ регистрируемого сигнала получим выражение

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(t + \tau_1) \int_0^{+\infty} S_\delta(\tau_2) h(\tau_1 - \tau_2) d\tau_2 d\tau_1 = \int_0^{+\infty} S_\delta(\tau_1) \chi(t - \tau_1) d\tau_1, \quad (11)$$

где

$$\chi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(t + \tau) h(\tau) d\tau. \quad (12)$$

Проверка приведенных оценок в натуральных условиях требует детального знания индикатрисы рассеяния морской воды в области углов, близких к 180° . Необходимое при этом угловое разрешение $\Delta\theta$ определяется углом, под которым зрачок приемника лидарной системы виден из точки рассеивающего объема; для лидара на авианосителе при минимальной высоте полета (≈ 500 м) и диаметре объектива порядка 0.5 м имеем $\Delta\theta \approx 1$ мрад.

С целью экспериментальной проверки рассматриваемого механизма формирования эхо-импульсов были проведены исследования кинетики обратного рассеяния коротких лазерных импульсов в модельной среде — водном растворе взвешенных сферических микрочастиц полистирола. Измерения выполнены на установке, схема которой приведена на рис. 1.

Импульсы аргонового лазера 1 (длина волны 514 нм) с активной синхронизацией мод длительностью < 200 пс (оценка по измерениям лавинным фотодиодом 6) и расходимостью ≈ 1 мрад с помощью светоделителя 8 направлялись в горизонтально установленную кювету 11 с рассеивающей средой. Кювета диаметром 8 см и длиной 33.5 см со стеклянными окнами толщиной 3 мм была установлена на расстоянии 33 см от светоделителя. Стеклаянная пластинка 9, сигнал от которой использовался в качестве временного репера, размещалась в 10 см от светоделителя. На расстоянии 25 см от выходного окна кюветы находилось зеркало 10, с помощью которого контролировалось направление регистрации рассеянного излучения. В описываемых экспериментах отклонение угла между направлением распространения возбуждающих импульсов и направлением регистрации от 180° не превышало 3 мрад. Апертура угла регистрации, определяемая диафрагмами 12, составляла 12 ± 2 мрад.

Кинетика сигналов рассеяния измерялась субнаносекундным флуорометром с применением методики коррелированного во времени

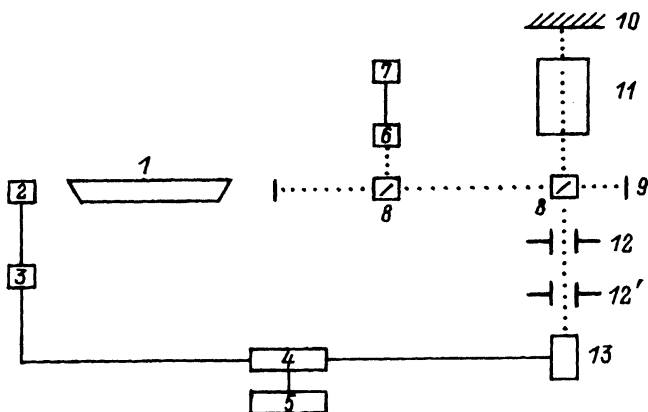


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — аргоновый лазер, 2 — акустооптический синхронизатор мод, 3 — синтезатор частоты, 4 — преобразователь время-амплитуда, 5 — многоканальный анализатор импульсов, 6 — лавинный фотодиод, 7 — стробоскопический осциллограф, 8 — светоделитель, 9 — “реперная” пластинка, 10 — зеркало, 11 — кювета, 12 и 12' — диафрагмы, 13 — фотоумножитель в режиме счета фотонов.

счета одиночных фотонов [14]. В отличие от [14] здесь использовалась обращенная схема работы преобразователя время-амплитуда 4 со стоп сигналами, формируемыми делителем частоты синтезатора 3. Частота следования возбуждающих лазерных импульсов составляла ≈ 100 МГц, а скорость счета импульсов рассеяния ≤ 5 КГц. При измерениях накопление производилось до уровня $\approx 10^4$ отсчетов для максимумов сигналов. Временная цена канала анализатора равнялась ≈ 9.7 пс.

Результаты измерений временных форм сигналов, отнормированных по амплитуде реперных импульсов, для чистой воды и растворов сферических частиц из полистирола диаметром 1 ± 0.2 мкм в диапазоне концентраций $7 \cdot 10^6 - 10^8$ частиц/см³ приведены на рис. 2,а. Видно, что повышение концентрации раствора сопровождается ростом интенсивности рассеяния “назад” и сокращением длительности (за счет укорочения заднего фронта) рассеянного импульса. При малой концентрации ($7 \cdot 10^6$ см⁻³) на временной зависимости видны пики, обусловленные отражением прошедших кювету лазерных импульсов выходным окном и зеркалом 10.

Единая нормировка позволяет исключить из сигналов на рис. 2,а импульсы от переднего окна кюветы путем вычитания сигнала для кюветы с чистой водой. Результаты такой обработки представлены на рис. 2,б. Приведенные данные показывают, что при всех использованных концентрациях максимум импульса обратного рассеяния от среды задержан по отношению к максимуму сигнала от входного окна на величину ≈ 500 пс, т.е. на величину, значительно большую длительности лазерных импульсов. Этот результат однозначно свидетельствует о том, что наблюдаемое рассеяние обусловлено преимущественно не когерентной, а диффузной компонентой излучения, формирование которой внутри рассеивающего объема и приводит к “запаздыванию” обратного импульса.

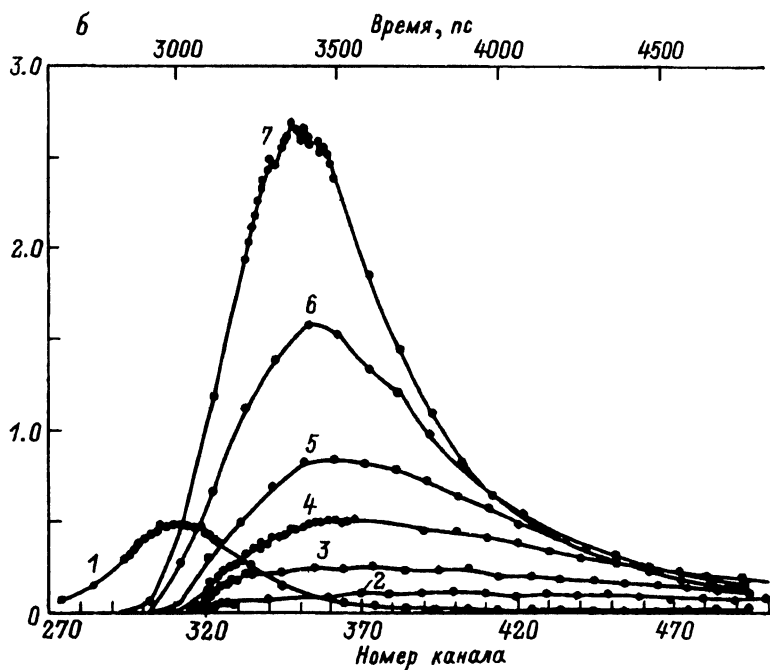
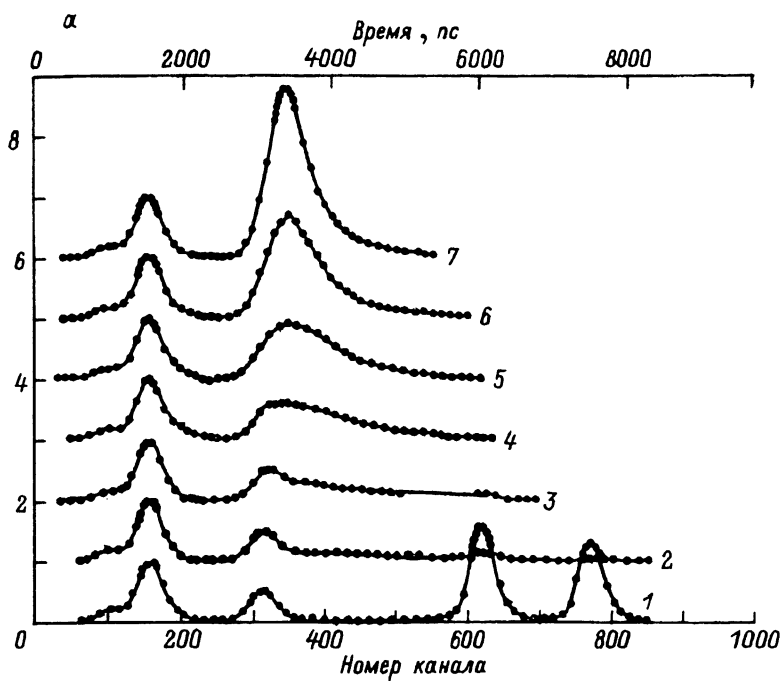


Рис. 2. Профили зарегистрированных импульсов обратного рассеяния от кюветы с чистой водой (1) и взвесей с различной концентрацией частиц N (см^{-3}).
 2 — $N = 0.71 \cdot 10^7$, 3 — $1.42 \cdot 10^7$, 4 — $2.13 \cdot 10^7$, 5 — $3.31 \cdot 10^7$, 6 — $5.68 \cdot 10^7$, 7 — $10.4 \cdot 10^7$.

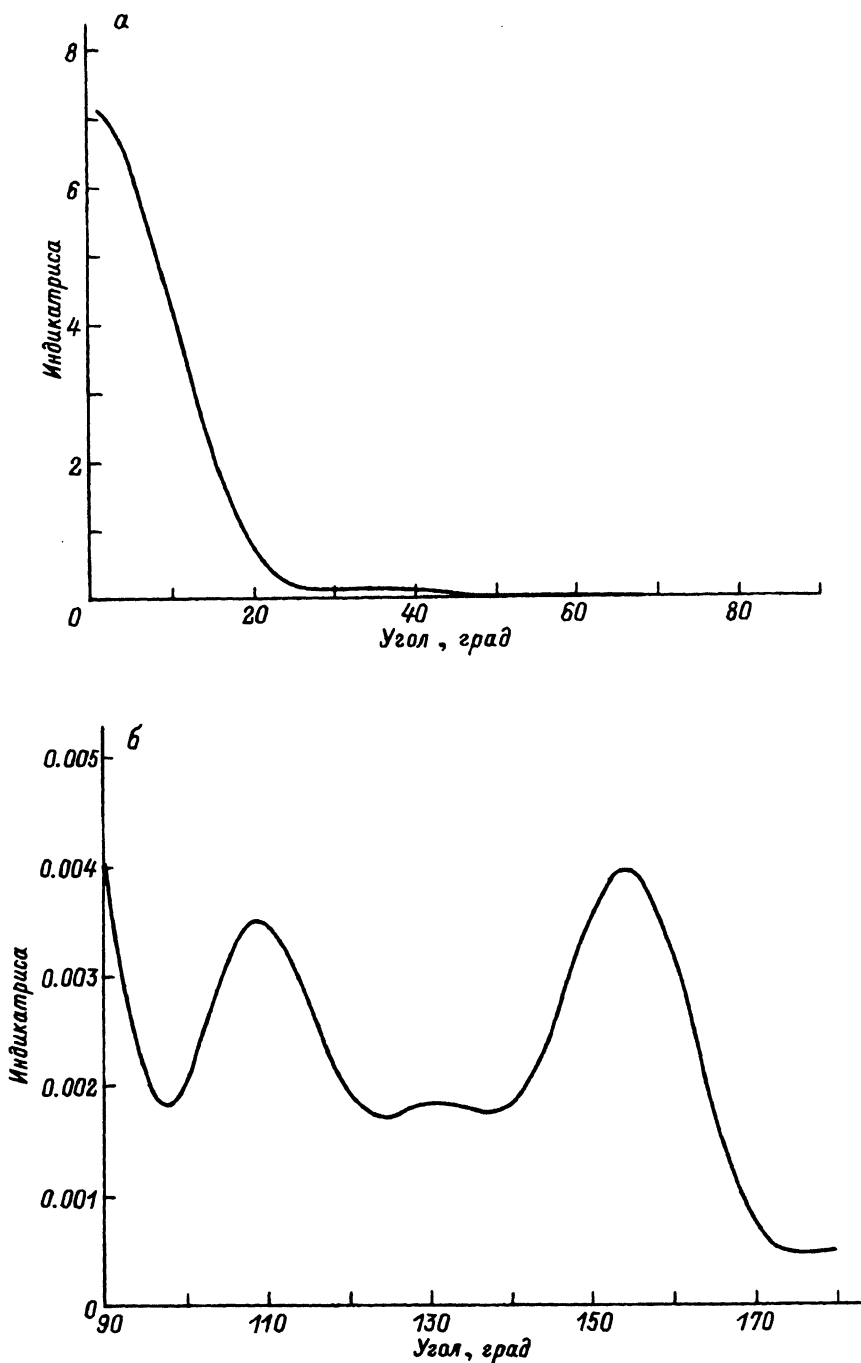


Рис. 3. Индикатриса рассеяния для изолированной частицы (расчет).

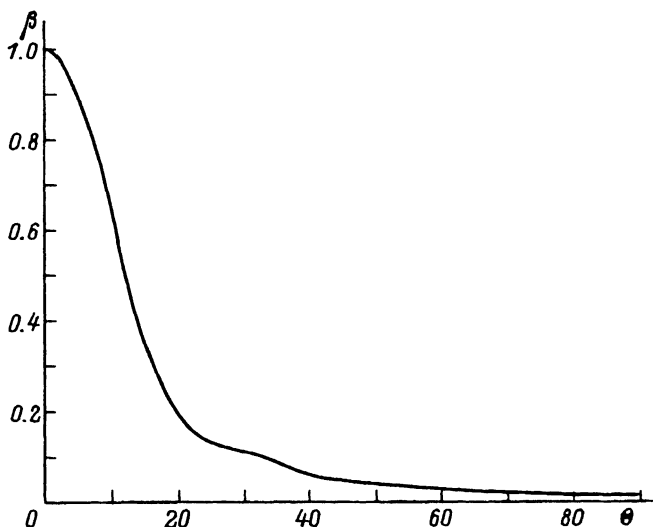


Рис. 4. Зависимость $\beta(\Theta)$, вычисленная по формуле (4).

Для сопоставления теоретических оценок с полученными экспериментальными данными были вычислены характеристики рассеяния отдельных частиц по теории Ми с использованием алгоритма ВНМІЕ [15]. Для сферической частицы диаметром 1 мкм из полистирола ($n = 1.59 + i \cdot 0.1 \cdot 10^{-4}$) в дистиллированной воде ($n_0 = 1.337$) для сечений рассеяния (Σ_{sca}), поглощения (Σ_{abs}) и обратного рассеяния (Σ_{back}) получены значения

$$\Sigma_{sca} = 2.49 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2, \quad \Sigma_{abs} = 1.73 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2, \quad \Sigma_{back} = 1.11 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2. \quad (13)$$

Индикатриса рассеяния таких частиц приведена на рис. 3, а, б. Отметим наличие выраженного “провала” в области углов рассеяния $180^\circ \pm 5^\circ$, необходимого для реализации “запаздывания” импульса обратного рассеяния. Пик рассеяния в переднюю полусферу, сосредоточенный в области углов $\pm 25^\circ$, отвечает сильной вытянутости индикатрисы (средний косинус угла рассеяния $\overline{\cos(\theta)} = 0.946$). С учетом сказанного представляется обоснованным ограничить углы рассеяния в формуле (4) величиной $\Theta \simeq 30^\circ$; из зависимости $\beta(\Theta)$ (рис. 4), вычисленной для приведенной индикатрисы по формуле (4), находим соответствующую величину $\beta \simeq 0.1$.

На рис. 5 сплошной кривой представлена рассчитанная зависимость эффективности обратного рассеяния (т.е. сечения Σ_{back} , нормированного на площадь геометрического сечения частицы) от радиуса частицы; штриховые кривые соответствуют средней эффективности рассеяния для интервала углов от $(180^\circ - \Theta_*)$ до 180° для $\Theta_* = 45$ и 90° . Ввиду того что распределение взвешенных частиц по размерам неизвестно, для оценки отношения X_π/X_* (см. (7)) выберем значение эффективностей для наиболее вероятного радиуса 0.5 мкм

$$\frac{X_\pi}{X_*} \simeq 0.2.$$

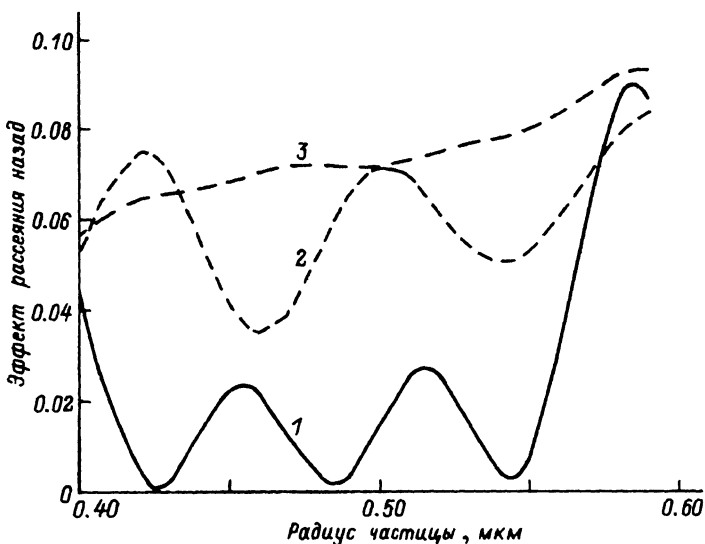


Рис. 5. Расчетная зависимость от размера частицы эффективности обратного рассеяния для когерентной компоненты (1) и диффузной составляющей. 2 — при $\Theta = 45^\circ$, 3 — 90° .

Величина объемного показателя рассеяния σ может быть оценена по форме заднего фронта лидарного отклика от толщи среды. Из (9) для асимптотики сигнала при $t \rightarrow +\infty$ имеем

$$S(t) \sim X_* S(0) \cdot \exp(-\kappa_1 vt). \quad (14)$$

Значения κ_1 для различных концентраций взвешенных частиц, найденные из аппроксимаций вида (14) методом наименьших квадратов для экспериментальных точек на задних фронтах регистрируемых импульсов обратного рассеяния, приведены в таблице. Соответствующие значения ε и σ в третьем столбце таблицы получены из соотношений (3) с учетом относительной слабости поглощения света в среде (см. (13)) и выбранной величины β . В последнем столбце таблицы приведены оценки σ_N показателя рассеяния σ , найденные умножением рассчитанного значения Σ_{sca} (13) на концентрацию частиц. Расхождения σ_N и σ объясняются, по-видимому, погрешностью определения концентрации и полидисперсностью частиц, для наибольшей концентрации, кроме того, может сказываться неточность приближения малоуглового рассеяния.

Концентрация частиц N , см^{-3}	κ_1 , м^{-1}	$\varepsilon \simeq \sigma$, м^{-1}	ε_N , м^{-1}
$0.71 \cdot 10^7$	1.69	16.9	17.68
$1.42 \cdot 10^7$	3.15	31.5	35.36
$2.13 \cdot 10^7$	4.13	41.3	53.04
$3.31 \cdot 10^7$	6.40	64.0	82.42
$5.68 \cdot 10^7$	8.53	85.3	141.4
$10.4 \cdot 10^7$	10.0	100	259.0

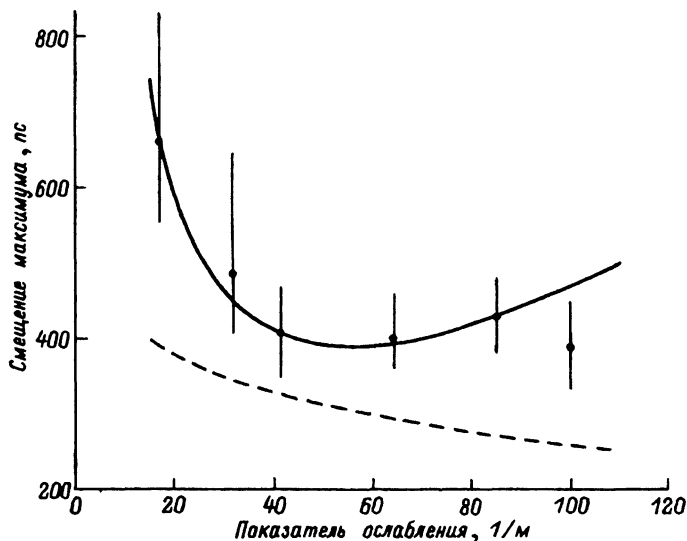


Рис. 6. Сравнение точки с экспериментом.

В выражении (11) для регистрируемого импульса обратного рассеяния от толщи среды остается неизвестной функция $\chi(t)$. Из (12) ясно, что эта функция отвечает форме сигнала, отраженного от окна кюветы с чистой водой (кривая 1 на рис. 2, а и б). Видно, что χ может быть с достаточной точностью аппроксимирована гауссовой зависимостью

$$\chi(t) = (2\pi T^2)^{-1/2} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2T^2}\right), \quad (15)$$

при $T \simeq 175$ пс. Отметим, что выражение (15) получается, в частности, если h и H описываются гауссовыми функциями; при этом T^2 в (15) равняется сумме квадратов характеристических длительностей импульса и аппаратной функции.

Подставляя в (11) формулы (9) и (15), находим функцию $S(t)$, она достигает максимального значения в момент времени T_* , определяемый уравнением

$$\exp(\sigma_1 v T_*) = \frac{1 - \frac{\kappa_1}{X_*}}{\frac{\kappa_1}{\varepsilon}} \exp\left[\frac{(\varepsilon v T)^2}{2} \left(1 - \frac{\kappa_1^2}{\varepsilon^2}\right)\right] \frac{F(T_*, \kappa_1)}{F(T_*, \varepsilon)}, \quad (16)$$

где

$$F(T_*, \alpha) = 1 + \Phi\left(\frac{T_* - \alpha v T^2}{\sqrt{2}T}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\alpha v T} \exp\left[-\left(\frac{T_* - \alpha v T^2}{\sqrt{2}T}\right)^2\right],$$

$\Phi(z)$ — интеграл вероятности.

Результаты численного решения уравнения (16) в виде зависимости T_* от ε приведены на рис. 6 (сплошная кривая) вместе с найденными из

экспериментальных кривых (рис. 2,б) величинами задержки максимума импульса обратного рассеяния относительно максимума сигнала от заднего окна кюветы (величина ε для каждого образца бралась из третьего столбца таблицы). Согласование теоретических результатов с экспериментом можно считать вполне удовлетворительным; некоторое расхождение в случае наибольшей концентрации связано, по-видимому, с нарушением условий применимости использованного приближения малоуглового рассеяния. Штриховой кривой на рис. 6 показаны значения T_* , вычисленные без учета анизотропии рассеяния в заднюю полусферу (т.е. для $X_\pi = X_*$). Существенное расхождение этой кривой с данными эксперимента подтверждает определяющую роль рассматриваемого эффекта в формировании импульса обратного рассеяния от толщи среды.

Отметим, что известный произвол в выборе параметра Θ_* в формуле (7) не влияет сильно на значение T_* в силу логарифмического характера зависимости от отношения X_π к X_* в (16). С другой стороны, выбор Θ в (4) весьма существен: при $\Theta = 45^\circ$ значение t_* из (10) оказывается в 2.4 раза меньшим, чем для $\Theta = 30^\circ$. Указанная неопределенность количественной оценки величины изучаемого эффекта устраняется при более строгом теоретическом рассмотрении, который будем изложен в отдельной публикации.

Список литературы

- [1] Hoge F.E., Swift R.N. // Appl. Opt. 1983. Vol. 22. N 23. P. 3778–3786.
- [2] Земченко С.А., Малевич И.А., Пранович В.И. и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 10. С. 2127–2130.
- [3] Копилевич Ю.И., Светлых А.А. // Экологические проблемы Европейского Севера. Архангельск, 1991.
- [4] Долин Л.С., Савельев В.А. // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. 7. № 5. С. 505–510.
- [5] Оптика океана. Т. 2. Прикладная оптика океана. М., 1983. 236 с.
- [6] Gordon H.R. // Appl. Opt. 1982. Vol. 21. N 16. P. 2996–3001.
- [7] Левин И.М. // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 12. С. 1328–1332.
- [8] Власов Д.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 3. С. 433–442.
- [9] Власов Д.В., Стрельцов В.Н. // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 8. С. 1760–1763.
- [10] Исмару А. // Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. М., 1981. 280 с.
- [11] Gordon H.R. // Appl. Opt. 1973. Vol. 12. N 12. P.2803–2804.
- [12] Иванов А.П. Физические основы гидрооптики. Минск, 1975. 504 с.
- [13] Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Савельев В.А. и др. // Дистанционные методы изучения океана. Горький, 1987. С. 84–125.
- [14] Богданов В.Л., Дмитриев С.М. и др. // Опт.-мех. пром-сть. 1989. № 9. С. 24.
- [15] Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М., 1986. 664 с.

Всероссийский научный центр
(ГОИ им. С.И.Вавилова)
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 марта 1992 г.