

Г.М. Креков, М.М. Крекова, В.С. Шаманаев

ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ АТМОСФЕРЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛА ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ МОРСКОЙ ВОДЫ

Представлены результаты расчетов, выполненные на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм методом Монте-Карло, позволяющие оценить влияние атмосферы на формирование сигнала авиационного лидара при зондировании морской воды. Анализ данных позволяет отметить, что при определенных оптико-геометрических условиях приемопередачи возможно ограничивающее влияние атмосферы на предельную глубину зондирования.

Оперативность и экономичность использования бортовых лидарных систем в различных океано-логических или экологических исследованиях очевидна. Информация о состоянии среды извлекается из временных характеристик эхосигнала. Проблема интерпретации результатов достаточно сложна сама по себе, поскольку морская вода является многокомпонентной средой. Под действием эффектов многократного взаимодействия излучения с рассеивающими и поглощающими частицами происходит искажение временных характеристик сигнала. Помимо этого при использовании бортовых локационных систем происходит дополнительная деформация импульса за счет рассеяния в атмосфере и взаимодействия с границей раздела воздух – вода.

Нестационарность границы раздела в условиях ветрового волнения приводит к усилению эффектов отражения и переотражения рассеянного атмосферой излучения. Невысокая оптическая плотность атмосферного слоя способствует накоплению больших пробегов фотонов, на приемное устройство одновременно с сигналом из воды $P_m(t)$ приходит сигнал, сформированный атмосферой и границей раздела $P_a(t)$. На влияние атмосферы при формировании эхосигнала, приходящего из приповерхностного слоя воды, указывалось в [1–3]. В работе [1] в ходе эксперимента было зафиксировано замедление спада локационного сигнала $P_m(t)$, начиная с некоторой глубины. Авторы [3] объяснили этот эффект наличием сигнала $P_a(t)$, кроме того ими предложено приближенное аналитическое выражение для оценки $P_a(t)$.

При планировании и проведении лидарных измерений необходимо учитывать указанный эффект, в связи с этим требуется его более детальное изучение. Нам представилось целесообразным проведение численного эксперимента, который бы позволил определить роль различных факторов в формировании сигнала $P_a(t)$, оценить оптико-геометрические условия, в которых атмосферный сигнал может оказывать ограничивающее влияние на глубину зондирования морской воды.

Наиболее полную информацию об атмосферной составляющей сигнала лидара можно получить из решения уравнения переноса в заданных граничных условиях. Решение выполнено методом Монте-Карло.

Предполагалось, что моностатический локаатор удален от взволнованной поверхности на расстояние H . На высоте h находится граница раздела, которая представлена набором случайно ориентированных микроплощадок с центрами в плоскости $z = h$, а $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ – нормали микроплощадок, плотность распределения которых $P(S)$ представляет собой усеченную двумерную плотность распределения уклонов z_x и z_y [4]

$$P(\mathbf{S}) = 2\pi(\sigma_x\sigma_y)^{-1}\exp\{- (z_x/\sigma_x)^2/2 - (z_y/\sigma_y)^2/2\},$$

где дисперсия уклонов $\sigma_x^2 = 0,00316V$, $\sigma_y^2 = 0,003+0,00192V$, V – скорость ветра, м/с.

Атмосферный сигнал определяется двумя составляющими: рассеянным на частицах аэрозоля и отраженным от границы раздела излучением. Его оценка при комплексном решении задачи в системе атмосфера – океан может оказаться заниженной в силу малой оптической плотности атмосферного слоя. Специфика метода решения такова, что объем статистической выборки, достаточный для оценки сигнала $P_m(t)$, не является таковым для $P_a(t)$. Исходя из этого, решение задачи выполнялось в два этапа. На первом этапе с высоким уровнем статистики находилась только оценка атмосферного сигнала, а траектории фотонов, испытавших преломление на границе раздела и прошедших в глубь воды, обрывались и выпадали из рассмотрения. Это позволило при экономии машинного времени оценить временную зависимость $P_a(t)$ до больших значений t и для широкого набора углов приема. На втором этапе находилось решение для составляющей сигнала $P_m(t)$ во всем комплексе условий работы лидара. То есть история фотонной траектории строилась полностью начиная от источника, но оценка вероятности попадания на приемник выполнялась только при рассеянии фотона на частицах гидрозоля. Следует отметить, что при построении алгоритмов использовался метод локального счета [5].

В результате решения находилась оценка средней по пространству или по ансамблю реализаций значений мощности излучения. Детальное описание теории и математической постановки задачи изложено в [6, 7]. Отметим лишь, что расчеты выполнены на длине волны $\lambda = 0,53$ мкм для точечного источника испускающего практически мгновенно $\delta(t-t_0)$ – световой сигнал, энергия которого распределена в пределах телесного угла Ω_n с раствором φ_n . Отраженный сигнал регистрируется в телесном угле Ω_d с раствором φ_d . Угол $1/2\varphi_n$ принимался равным 1 мрд, а приемника варьировался в пределах $1 \text{ мрд} \leq \varphi_d \leq 0,35$.

Оптические свойства атмосферы над океаном соответствовали дымке M , а показатель ослабления σ_a изменялся от 2 до 4 км^{-1} . Коэффициент ослабления морской воды рассматривался с учетом аддитивных составляющих, обусловленных рассеянием и поглощением самой водой, взвешенными частицами и растворенными органическими компонентами. Для открытых вод океанов принято $\sigma_m = 0,2 \text{ м}^{-1}$, а поглощение учтено вероятностью выживания кванта $W = 0,81$, для прибрежных вод $\sigma_m = 0,4 \text{ м}^{-1}$ и $W = 0,87$. В расчетах использовались индикатрисы, у которых для открытых вод средний косинус $\langle \cos \mu \rangle = 0,95$, а для прибрежных $\langle \cos \mu \rangle = 0,8$. Оценки выполнялись для состояния морской поверхности при скоростях ветра V от 1 до 7 м/с .

Прежде чем переходить к обсуждению результатов, следует отметить, что расчеты выполнены с большим объемом статистики на МВК «Эльбрус», для аэрозольного слоя – 4 млн. фотонных историй, для водной среды – 500 000.

Рис. 1 иллюстрирует результаты расчетов временной зависимости аддитивных составляющих эхосигнала $P(t)$. Кривые 1–3 – сигнал, сформированный водной средой, – $P_m(t)$, кривые 1'–3' – атмосферная составляющая сигнала – $P_a(t)$, которая приведена начиная с момента соответствующего времени прихода излучения из приповерхностного слоя воды. Расчеты представлены для трех углов приема $1/2\varphi_d$ от 1 до 10° . Для углов приема $1/2\varphi_d \leq 1^\circ$ атмосферная часть сигнала в рассматриваемом временном интервале не имеет практической значимости, то есть его уровень на несколько порядков ниже уровня $P_m(t)$.

Расчеты показали, что только начиная с апертур $1/2\varphi_d \geq 3^\circ$ наблюдается пересечение временных характеристик $P_a(t)$ с $P_m(t)$. При $1/2\varphi_d \sim 3^\circ$ оно происходит на глубине $\sim 80 \text{ м}$, с увеличением апертуры $1/2\varphi_d$ до 10° оно смещается вверх к глубинам, равным ~ 50 – 60 м . Кроме того, высокий уровень $P_a(t)$ относительно $P_m(t)$ наблюдается в сигнале, приходящем из приграничного слоя воды с глубин 2–4 м. Он связан с первичным отражением предварительно однократно рассеянных в атмосфере фотонов и наблюдается при достаточно широких апертурах приема $1/2\varphi_d \geq 5^\circ$.

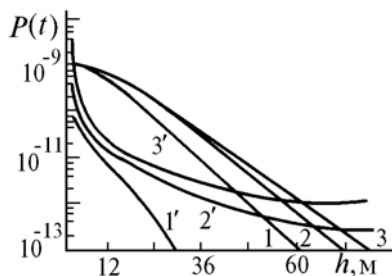


Рис. 1. Временные зависимости составляющих сигнала: $P_m(t)$ – кривые 1–3 и $P_a(t)$ – 1'–3' для $1/2 \varphi_d = 1, 5$ и 10° соответственно, $V = 1 \text{ м/с}$

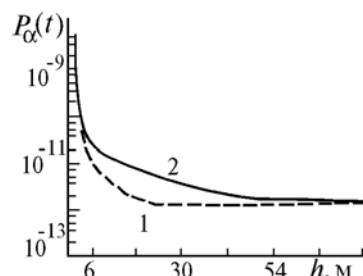


Рис. 2. Атмосферная составляющая $P_a(t)$ сигнала лидара: 2 – $P_a(t)$, 1 – часть $P_a(t)$, обуславливаемая процессом отражения и переотражения, расчет для $1/2 \varphi_d = 10^\circ$

Учитывая вышесказанное, по-видимому, нецелесообразно при зондировании верхнего слоя воды с целью извлечения информации об ее оптических свойствах использовать слишком широкие углы приема $1/2\varphi_d \geq 2$ – 3° . К тому же в условиях ветрового волнения энергия принимаемого сигнала в апертурах $1/2\varphi_d \sim 1^\circ$ близка к максимальной [7].

Результаты более детального анализа формирования $P_a(t)$ иллюстрируют данные, приведенные на рис. 2. Штриховой кривой изображена составляющая $P_a(t)$, отражающая участие многократно рассеянного на аэрозоле излучения в процессах отражения и переотражения от границы раздела. Расчеты с разделением по кратностям взаимодействия показали, что процессы переотражения не играют определяющей роли в формировании $P_a(t)$. Атмосферная составляющая обусловлена многократно рассеянным излучением и его участием в процессе первичного отражения. Низкая оптическая плотность атмосферы и малая вытянутость индикатрисы рассеяния способствует накоплению больших пробегов фотонов (даже для низких кратностей рассеяния) и сохранению достаточно стабильного уровня $P_a(t)$ до больших времен.

Влияние изменения состояния границы раздела под действием скорости ветра на $P(t)$ иллюстрируется результатами, приведенными на рис. 3. На нем показана временная зависимость соотношения $P_a(t)/P(t)$, где $P(t) = P_m(t) + P_a(t)$, характеризующего вклад атмосферной составляющей сигнала в полный сигнал.

В [7] было показано, что энергия сигнала, приходящего из приповерхностного слоя воды, падает с увеличением скорости ветра. Снижается и абсолютный уровень $P_M(t)$. Вероятно, поэтому относительная роль добавки $P_a(t)$ в $P(t)$ несколько возрастает с ростом скорости ветра. Зависимость соотношения $P_a(t)/P(t)$ от V практически исчезает при больших t . Подобная закономерность проявляется и в поведении $P_M(t)$ [7]. Очевидно, что характер поведения $P_a(t)/P(t)$ зависит от обеих составляющих $P_a(t)$ и $P_M(t)$. Расчеты показали, что абсолютный уровень $P_a(t)$ с увеличением скорости ветра падает. При наличии нестационарной границы раздела механизм формирования $P_a(t)$ достаточно сложен. С одной стороны, при отражении прямопроходящего нерассеянного излучения часть фотонов выходит за пределы конуса визирования, процесс усиливается с ростом скорости ветра. С другой стороны, часть многократно рассеянного и отраженного излучения, оказываясь на периферии пучка и испытывая отражение и переотражение, вновь возвращается в пределы угла наблюдения. Но первая тенденция является преобладающей, в результате абсолютный уровень $P_a(t)$ с увеличением скорости ветра снижается.

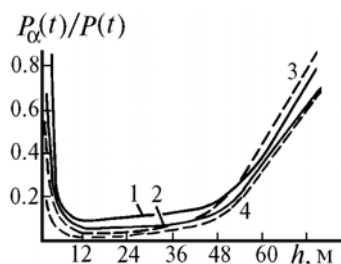


Рис. 3. Зависимость от времени относительного вклада $P_a(t)$ в $P(t)$. Расчет кривых 2, 4 при $1/2\varphi_d = 5^\circ$; 1, 3 — $1/2\varphi_d = 10^\circ$. Сплошные линии для $V = 1$ м/с, штриховые — 7 м/с

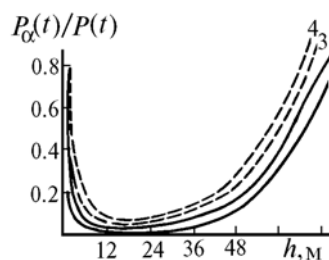


Рис. 4. Соотношение $P_a(t)/P(t)$ при двух состояниях атмосферы: сплошные кривые $\sigma_a = 0,2 \text{ км}^{-1}$, штриховые $\sigma_a = 0,4 \text{ км}^{-1}$; 1, 3 и 2, 4 для углов приема $1/2\varphi_d = 5$ и 10° соответственно

Влияние изменения оптического состояния атмосферы на соотношение $P_a(t)/P(t)$ иллюстрируется результатами, показанными на рис. 4. Увеличение оптической плотности атмосферы в два раза приводит к тому, что уровень $P_a(t)$ становится сопоставимым с $P_M(t)$ уже на глубине порядка 50 м, а затем превышает его. Сигнал, приходящий на детектор с апертурой $1/2\varphi_d > 5^\circ$ с глубин 70–80 м, практически полностью определяется атмосферной составляющей. Увеличение же оптической плотности морской воды снижает относительную долю атмосферной составляющей в сигнале $P(t)$. Расчеты выполнены с $\sigma_M = 0,4 \text{ м}^{-1}$ и $W = 0,87$ для слоя воды $\Delta h = 50$ м. На всем временном интервале, т. е. до глубины 50 м, $P_M(t) \gg P_a(t)$. Это связано с наличием высокого уровня фона в рассматриваемой апертуре приема $1/2\varphi_d \geq 5^\circ$.

Приведенные выше расчетные примеры выполнены с индикатрисой рассеяния, характерной для открытых вод океанов. Индикатрисы прибрежных вод характеризуются меньшей асимметрией и возростанием рассеяния в области локационных углов.

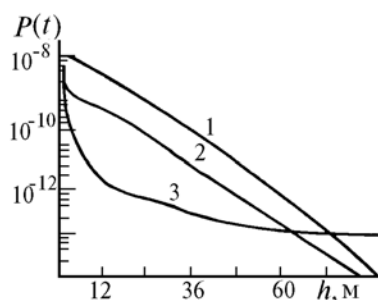


Рис. 5. Лидарный сигнал $P_M(t)$, рассчитанный с двумя типами индикатрис рассеяния: 1 — для открытых вод, 2 — для прибрежных; 3 — $P_a(t)$ при $\sigma_a = 0,2 \text{ км}^{-1}$. Данные для угла $1/2\varphi_d = 10^\circ$

Расчеты для данного типа вод (рис. 5) показали, что относительный вклад $P_a(t)$ в сигнал пренебрежимо мал. Ограничения, связанные с влиянием атмосферы при малых t , практически отсутствуют, они проявляются только при зондировании слоев воды на глубинах ~ 70 м. Следует отметить, что глубина локации прибрежных вод ограничена ее оптической плотностью.

Итак, результаты анализа данных численного эксперимента показали, что ограничение глубины зондирования, вызванное влиянием атмосферы, проявляется при больших угловых апертурах приема, для $H = 200$ м $1/2\varphi_d \sim 3-5^\circ$, с увеличением расстояния H она пропорционально сужается. Уменьшение апертуры до $1/2\varphi_d \leq 1^\circ$ практически снимает ограничения для любых t , но абсолютный уро-

вень локационного сигнала становится низким, его динамический диапазон расширяется. Это связано с резким снижением уровня фонового компонента сигнала, приходящего с больших глубин.

Полученные оценки, по-видимому, позволяют утверждать, что предполагаемые глубины зондирования до 8–15 характерных длин (порядка 150 м и более), указанные в ряде работ [8–10], практически нереализуемы. Сигнал, поступающий на детектор с глубин порядка 100 м является фактически чисто атмосферным. Его доминирующая роль, начиная с глубин 50–70 м (в зависимости от оптико-геометрических условий), проявляется в стабильности поведения $P(t)$, уровень сигнала падает очень медленно с ростом времени наблюдения.

1. Hoge F.E., Swift R.N., Frederick E.B. // *Appl. Opt.* 1980. № 19. P. 871.
2. Hoge F.E., Wright C.W., Krabil W.B. et al. // *Appl. Opt.* 1988. V. 27. P. 3969.
3. Левин И.М., Фейгельс В.И. // *Оптика моря и атмосферы*. Красноярск, 1990. Ч. II. С. 64–65.
4. Cox S., Munk W. // *JOSA*. 1957. V. 44. № 11. P. 838.
5. Марчук Г.И., Михайлов Г.А. и др. // *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике*. Новосибирск: Наука, 1976. 284 с.
6. Джетыбаев Е.О., Каргин Б.А. // *Актуальные проблемы прикладной математики и математического моделирования*. Новосибирск: Наука, 1982. С. 83.
7. Каргин Б.А., Креков Г.М., Крекова М.М. // *Оптика атмосферы и океана*. 1992. Т. 5. № 3. С. 292.
8. Lewis C.A., Swarner W.G. et al. // *NASA Conf. Use of Lasers for Hydrographic Studies*. NASA Sp-375. 1973. P. 67.
9. Nicman G.D. // *NASA Conf. Use of Lasers for Hydrographic Studies*: NASA Sp.-375. 1973. P. 67.
10. Власов Д.А. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* Т. 49. № 3. С. 433–441.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
30 июня 1992 г.

G.M. Krekov, M.M. Krekova, V.S. Shamanaev. **Numerical Estimations of the Atmospheric Influence on the Signal Formation at Sounding the Marine Water.**

The calculative results performed by the Monte-Carlo method for $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ are presented, which make it possible to estimate the influence of the atmosphere on the airborne lidar signal formation at sounding the marine water. The data analysis reveals the atmospheric limiting influence on the boundary depth of the sounding to be possible under specific optico-geometrical conditions of the signal reception and transmission.