

В.А. Коршунов, Л.Н. Павлова

ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ ОБЛАЧНУЮ СРЕДУ, ОТ ПАРАМЕТРОВ ОБЛАЧНОСТИ

Рассматривается задача прохождения через слоистообразную облачность импульсного оптического излучения в случае перпендикулярного падения широкого мононаправленного пучка. Методом Монте-Карло находят амплитудно-временные характеристики (АВХ) прошедших импульсов в интервале оптических толщин от 0 до 50.

Исследуется зависимость АВХ от коэффициента ослабления, вероятности поглощения кванта, индикатрисы рассеяния и расстояния от приемника до границы слоя. Приводятся оценки характерных значений АВХ для реальных слоистообразных облаков различных типов, в том числе многослойных.

Для разработки средств оптической сигнализации или локации через атмосферу важно знать закономерности изменения амплитудно-временных характеристик (АВХ) принимаемых сигналов в зависимости от оптических свойств среды, геометрии эксперимента и параметров приемопередающей системы. Наиболее универсальным методом теоретического исследования задачи, позволяющим учесть все особенности геометрии эксперимента и оптических характеристик среды, является метод Монте-Карло [1]. В частности, этим методом в [2] изучались АВХ световых импульсов непосредственно на выходе из облачных слоев различной оптической толщины τ с различными индикатрисами рассеяния.

В данной статье рассматривается влияние на АВХ импульсов, прошедших через облачную среду, ряда параметров облачности, включая коэффициент ослабления σ , вероятность поглощения кванта, индикатрису рассеяния и расстояние от облачного слоя до приемника. Кроме того, приводятся расчетные значения АВХ для нескольких моделей сплошной облачности слоистообразного типа, включая многослойную. Предполагается, что источник с малой угловой расходимостью расположен на большом расстоянии от поверхности земли (например, на орбите спутника Земли), его оптическая ось направлена вертикально вниз, размер освещенной зоны на входе в облачную среду существенно превышает толщину облачной среды. Длительность исходного импульса на уровне 0,5 от максимума t_u взята равной 20 нс. Приемник с углом приема $2\varphi_{пр}$ располагается на поверхности земли в зоне освещения прямым пучком, его оптическая ось совпадает с осью источника. В этом случае при достаточно большой высоте расположения источника падающий пучок можно считать бесконечно широким, что существенно упрощает проведение численного моделирования. В работе использовался метод прямого моделирования процесса распространения фотонов в слое. Число траекторий при расчете одного варианта задачи составляло $(1 \dots 5) \cdot 10^5$. Погрешность оценки, которая увеличивается с ростом τ , не превосходила 15% для амплитудных и 30% для временных характеристик импульсов. Рассматривались следующие АВХ прошедших импульсов: максимальное значение мощности или амплитуда импульса P_m , длительность прошедшего импульса на уровне 0,5 от максимума $\Delta_{0,5}$, энергетическая длительность импульса Δ_8 , определяемая как интервал времени, в течение которого проходит 0,7 от полной энергии импульса (начало отсчета времени при определении Δ_8 соответствует моменту прихода первых квантов нерассеянной компоненты прошедшего излучения). Параметр $\Delta_{0,5}$ характеризует длительность наиболее интенсивной части импульса. Он определяет максимально возможную частоту сигнализации, а также оптимальную постоянную времени приемника в условиях больших фоновых засветок. Параметр Δ_ϵ необходимо учитывать при выборе постоянной времени в условиях малых фоновых помех.

Влияние оптических свойств и высоты облачного слоя на АВХ импульсов

Рассмотрим сначала, как влияет на АВХ зарегистрированных импульсов расстояние от приемника до слоя, равное высоте h_0 нижней границы однородного облачного слоя (или в безразмерных единицах $\tau_0 = h_0\sigma$). Длительность исходного импульса в безразмерных единицах $\delta = \sigma ct_u = 0,2$ (c — скорость света), что при $\sigma = 33,3 \text{ км}^{-1}$ соответствует $t_u = 20$ нс. Расчеты проводились для индикатрисы рассеяния, относящейся к модели облака С-1 (Д. Дейрменджана) для излучения с длиной волны $\lambda = 0,45$ мкм. Причиной зависимости АВХ импульсов от τ_0 является то, что излучение, выходящее из облака под углами $\varphi \neq 0$, дополнительно запаздывает на трассе нижняя граница облака — приемник на величину $\Delta u_g = \tau_0[(\cos\varphi)^{-1} - 1]$. Влияние τ_0 на P_m и $\Delta_{0,5}$ будем характеризовать отношениями $\epsilon_p = P_m(\tau, \tau_0)/P_m(\tau, 0)$ и $\epsilon_\Delta = \Delta_{0,5}(\tau, \tau_0)/\Delta_{0,5}(\tau, 0)$. На рис. 1, а представлены величины ϵ_p (кривые 1', 2')

и ε_{Δ} (кривые 1, 2), рассчитанные как функции τ , для двух значений $\tau_0 = 33,3$ (1, 1') и 167 (2, 2'), которые выбраны с учетом того, что в реальной атмосфере $0 \leq \tau_0 \lesssim 200$. Сплошные линии относятся к $\varphi_{пр} = 10^\circ$, а штриховые к $\varphi_{пр} = 90^\circ$.

Как следует из рис. 1, а, увеличение параметра τ_0 влечет, как правило, уменьшение амплитуды импульса и увеличение параметра $\Delta_{0,5}$. Исключением является область $\tau = 6 \dots 8$ при $\varphi_{пр} = 90^\circ$, где $\Delta_{0,5}$ уменьшается (расчеты показывают, что это имеет место для всех $\varphi_{пр} \geq 30^\circ$). Такое поведение $\Delta_{0,5}$ связано с особенностями деформации формы импульса при разных τ (рис. 1, б). На рис. 1, б показана форма импульса в окрестности максимума для $\tau = 6$ (сплошные) и $\tau = 10$ (штриховые линии) при $\tau_0 = 0$ (кривые 1) и 167 (кривые 2). Величина $\Delta_{0,5}$ обозначена горизонтальным отрезком на каждом импульсе. Видно, что причиной уменьшения $\Delta_{0,5}$, если $\tau = 6$, при переходе от $\tau_0 = 0$ к $\tau_0 = 167$ является провал на заднем фронте импульса непосредственно за областью максимума импульса.

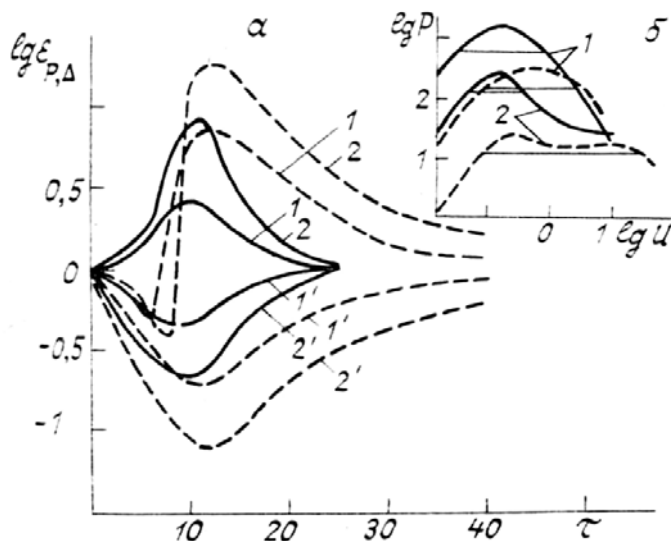


Рис. 1. Отношение амплитуд ε_p (1', 2') и длительностей ε_{Δ} (1, 2) импульсов при расположении приемника на расстоянии $\tau_0 = 33,33$ (1, 1') и 166,7 (2, 2') от слоя и на границе его для углов приема 10° (сплошные) и 90° (штриховые линии)

Из рис. 1, а видно, что максимальное отличие величин ε_p и ε_{Δ} от 1 (на порядок при $\varphi_{пр} = 90^\circ$) имеет место при $\tau = 10 \dots 15$, т.е. в этой области τ влияние τ_0 на АВХ максимально. При малых и больших τ влияние параметра τ_0 уменьшается. Это объясняется тем, что при $\tau < 10$ излучение выходит из слоя при малых углах φ и в результате величина Δu_g становится малой по сравнению с длительностью исходного импульса. При больших τ временная задержка Δu_g становится малой по сравнению с временным размытием импульса непосредственно в облачном слое.

Приведенные зависимости АВХ от τ_0 можно использовать и для оценки влияния на АВХ изменений σ при $h_0 = \text{const}$ и $\tau = \text{const}$, однако при этом надо учитывать изменение единицы безразмерного времени $(\sigma c)^{-1}$. Действие последнего фактора компенсирует влияние τ_0 при $\tau \lesssim 20$ (за исключением указанной выше области $\tau = 6 \dots 8$ при $\varphi_{пр} \geq 30^\circ$). Поэтому при $\tau \lesssim 20$ изменение σ меньше сказывается на АВХ, чем изменение h_0 . В то же время при больших τ , когда влияние τ_0 уменьшается, АВХ будет меняться в основном за счет масштабного фактора $(\sigma c)^{-1}$, при этом $P_m \sim \sigma$, а $\Delta_{0,5} \sim \sigma^{-1}$.

Рассмотрим зависимость АВХ от индикатрисы рассеяния, определяемой в случае жидкокапельных облаков распределением частиц по размерам, и от вероятности поглощения кванта в облачной среде. Проведенные расчеты показали, что при безразмерной длительности импульса $\delta = 0,2$ влияние изменения размеров частиц невелико. Было получено, что для гамма-распределения с параметром $\mu = 4$ при вариации модального радиуса в пределах $4 \dots 8$ мкм изменения АВХ остаются в основном в пределах погрешностей расчета и лишь для $\tau = 4$ они несколько выше ($\approx 30\%$). При переходе к более коротким импульсам с $\delta = 0,01$ влияние изменения размеров приводит к более существенным ($\sim 100\%$) изменениям АВХ, особенно при $\varphi \leq 20^\circ$ и $\tau \leq 20$.

Наличие истинного поглощения в облаках ($\omega_n > 0$) приводит к уменьшению как P_m , так и $\Delta_{0,5}$. При этом влияние ω_n растет с увеличением τ . При $\omega_n = 4 \cdot 10^{-3}$ [2], как показали расчеты, уменьшение P_m и $\Delta_{0,5}$ по сравнению со случаем непоглощающего облака при $\tau = 50$ составляет десятки процентов, а энергия уменьшается примерно в 2,3 раза.

Приведенные расчетные данные относятся к влиянию на АВХ прошедших импульсов отдельных параметров однослойной облачности. Для облаков, располагающихся в разных высотных ярусах (типа St, As и Ci) значения этих параметров существенно различны. Поэтому представляет интерес оце-

нить АВХ световых импульсов для облачности разных типов. В случае многослойной облачности число возможных параметров и их комбинаций возрастает, поэтому ограничимся рассмотрением АВХ лишь для нескольких представительных моделей многослойной облачности.

АВХ световых импульсов, прошедших через облачность разных типов

Для проведения численных расчетов в качестве первого приближения выбрана многослойная модель облачности, включающая до трех однородных слоев, располагающихся в разных высотных ярусах.

Параметры облачности, характерные для отдельных облачных слоев разных типов приведены в табл. 1. Они были выбраны на основе известных данных [2–8], включающих результаты измерений как над континентом, так и над океанами. Вероятность поглощения кванта в соответствии с [2] была взята равной $4 \cdot 10^{-3}$. Спектр размеров частиц жидкокапельных облаков St, As описывался гамма-распределением с параметрами a_m (модальный радиус) и μ .

При рассмотрении многослойной облачности (см. табл. 2) параметры отдельных слоев задавались такими же, как и для однослойных облаков (табл. 1). При заданной суммарной оптической толщине слоев τ величины $\tau_i = 1, 2, 3$ отдельных слоев выбирались с учетом данных о повторяемости τ для облаков разных форм над океаном [9, 10]. В частности, в случае двухслойной облачности с использованием известной плотности распределения τ для каждого из слоев $F_i(\tau)$ ($i = 1, 2$) и в предположении независимости $F_1(\tau)$ и $F_2(\tau)$ находилась условная плотность вероятности $F(\tau_2/\tau) = F_1(\tau - \tau_2)F_2(\tau_2)$, представляющая плотность вероятности того, что 2-й слой имеет оптическую толщину τ_2 при суммарной оптической толщине слоев τ . Для $F(\tau_2/\tau)$ определялось медианное значение τ_{2m} , которое и принималось в качестве оптической толщины 2-го слоя. Соответственно полагалось $\tau_1 = \tau - \tau_{2m}$. В случае трехслойной облачности величина τ_3 для слоя Сі задавалась равной 3; а определение $\tau_{1,2}$ проводилось так же, как и для двухслойной облачности. Полученные значения τ_1 приводятся в табл. 2.

Таблица 1

Параметры облачных слоев разных типов

Тип облачности	Высота нижней границы h_0 , км	Мощность L , км	Микро-структура a_m, μ		Коэффициент ослабления σ , км ⁻¹	Фазовый состав слоя
Слоистая St	0,7	0,1 ... 1,15	6	4	43	капли
Высоко-слоистая	3,5	0,25 ... 1,4	5	4	15 ... 22	капли
Перистая Сі	10	1	ледяные столбики $l = 300$ мкм, $d = 120$ мкм*		3	кристаллы

* l – длина, d – диаметр столбика.

Результаты расчетов АВХ для различных типов облачности, указанных в табл. 1,2 (кроме Сі), приведены на рис. 2–4. Расчеты АВХ выполнялись в диапазоне τ от 4 до 50 для отдельных τ , кратных 5 (кроме $\tau = 4$) и для двух углов $\varphi_{пр} = 5$ и 90° . Для того, чтобы не происходило переналожение отдельных точек, соответствующих разным типам облачности, на рис. 2–4 допускалось небольшое разнесение точек по оси τ . Для удобства чтения рисунков штриховыми линиями условно обозначены зоны расположения точек для $\varphi_{пр} = 5$ и 90° . При этом для одного и того же типа облачности и τ точка для $\varphi_{пр} = 90^\circ$ всегда лежит выше точки для $\varphi_{пр} = 5^\circ$.

Из рис. 2–4 видно, что влияние типа облачности на АВХ весьма существенно, а для параметра Δ_ϵ оно даже превосходит влияние $\varphi_{пр}$ (рис. 4). Следует отметить, что величина Δ_ϵ в ряде случаев (при $\tau \leq 30$ для $\varphi_{пр} = 5^\circ$ для однослойных облаков и для многослойных облаков при всех рассмотренных τ и $\varphi_{пр}$) заметно превосходит величину $\Delta_{0,5}$. Это говорит о том, что большая доля энергии импульса содержится в области затянутого заднего фронта импульса. Сравнивая степень расплывания импульсов, характеризуемую величиной уменьшения амплитуды и увеличения длительности, в облаках разных типов, но при одинаковых τ отметим, что из однослойных облаков большее расплывание дают облака типа As. Это связано с большой высотой нижней границы и относительно малой величиной коэффициента ослабления для этого типа облаков (табл. 1). Но еще большее затягивание импульсов наблюдается для многослойных систем, и особенно, для облачности типа As+Сі. Так, различие АВХ для однослойных облаков типа St, с одной стороны, и многослойных St+As, и St+Сі – с другой,

может доходить до 8–10 раз по амплитуде и 3–4 раза по длительности $\Delta_{0,5}$. Причиной сильного уширения импульсов в многослойных облаках является дополнительная временная задержка, приобретаемая фотонами при распространении в пространстве между слоями

Таблица 2

Модели многослойной облачности и τ_1 нижнего слоя

Тип многослойной облачности	Нижний слой	Общее τ						
		4	10	20	30	40	45	50
St+As	St	2	6	12	22	30	—	—
St+Ci	St	2	8	13	26	—	30	—
St+As+Ci	St	—	4	11	19	—	—	38
As+Ci	As	—	7	14	21	—	—	—

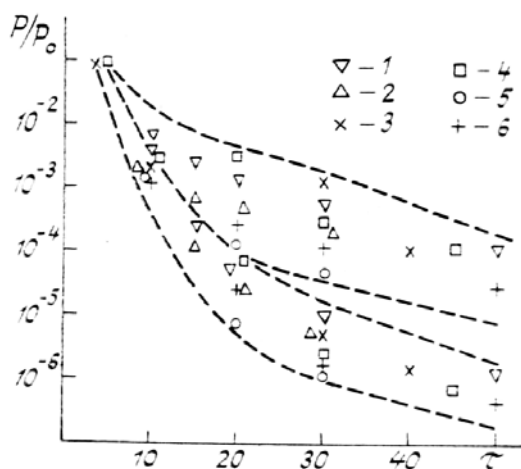


Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды прошедших импульсов P_m/P_0 (P_0 — амплитуда импульса в отсутствие облачности) от оптической толщины облачности для разных типов облачности: 1 — St, 2 — As, 3 — St+As, 4 — St+Ci, 5 — As+Ci, 6 — St+As+Ci

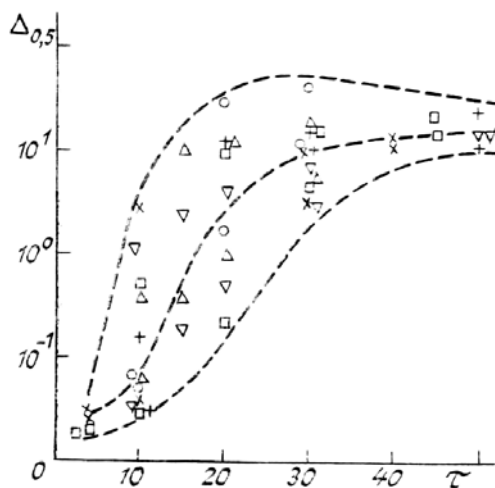


Рис. 3. Зависимость длительности импульса $\Delta_{0,5}$ в единицах 10^{-6} с от оптической толщины слоя τ для разных типов облачности

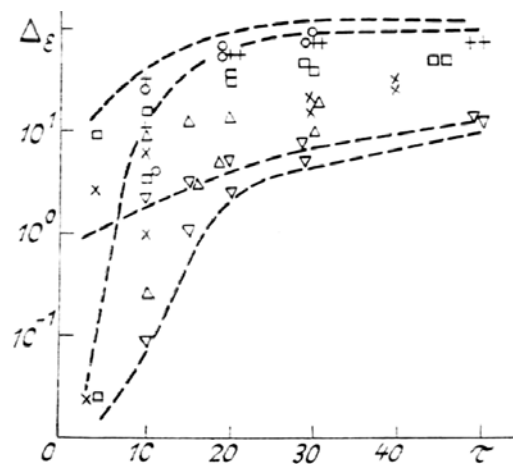


Рис. 4. Зависимость энергетической длительности Δ_ϵ в единицах 10^{-6} с от оптической толщины слоя τ для разных типов облачности

Выводы

Амплитудно-временные характеристики импульсов, прошедших через облачную среду, определяются, в первую очередь, оптической толщиной облачной среды. При одинаковой оптической тол-

щине они зависят также от количества и высоты расположения облачных слоев и от значений их коэффициентов ослабления.

Вариации спектра размеров в реальных жидкокапельных облаках не оказывают существенного влияния на АВХ импульсного излучения.

Среди различных типов облачности наибольшее уширение импульсов дают многослойные системы с высоким расположением слоев и малыми коэффициентами ослабления.

В заключение авторы благодарят А.Г. Петрушина за проведение расчета индикатрисы рассеяния кристаллического облака.

1. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике /Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 100 с.
2. Радиация в облачной атмосфере /Под ред. Е.М. Фейгельсон. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 280 с.
3. Bucher E. A. //Appl. Opt., 1973. V. 12. № 10. P. 2391–2400.
4. Косарев А.Л., Мазин И.П., Невзоров А.Н., Шугаев В.Ф. //Труды ЦАО. 1976. Вып. 124. 168 с.
5. Боровиков А.М., Невзоров А.Н. //Метеорология и гидрология. 1974. № 11. С. 79–86.
6. Косарев А.Л., Мазин И.П., Невзоров А.Н. и др. //Вопросы физики облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1978. С. 113–131.
7. Clouds, their formation, optical properties and effects./Ed. P.V. Hobbs, A. Deepak. Acad. Press, 1981. 497 p.
8. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 198 с.
9. Ершов О.А., Ламден К.С., Левин И.М. и др. //Изв. АН СССР. Сер. физ. атм. и океана. 1988. Т. 24. № 5. С. 539–554.
10. Леонтьева Е.Н., Плахина И.Н. //Метеорология и гидрология. 1988. № 8. С. 121–124.

Научно-производственное объединение «Тайфун»,
Обнинск

Поступила в редакцию
5 апреля 1990 г.

V. A. Korshunov, L. N. Pavlova. Dependence of Amplitude and Time Characteristics of Pulsed Optical radiation Transmitted Through Cloud Medium on Cloudiness Parameters.

A problem of pulsed optical radiation transmission through stratocumulus clouds is considered for the case of a wide monodirectional beam normal incidence. The amplitude and time characteristics (ATC) of pulses transmitted in the range of optical thicknesses from 0 to 50 have been found with the Monte-Carlo method.

The dependence of the ATCs on the extinction coefficient, quantum absorption probabilities, scattering indicatrix and the distance from a receiver to the cloud layer boundary is studied. Evaluated typical values of the ATCs are given for real stratocumulus clouds of various types, multilayered in their number.