

В.А. Коршунов

АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ ОБЛАЧНЫЙ СЛОЙ

Методом Монте-Карло находятся амплитудно-временные характеристики (АВХ) импульсного излучения, прошедшего через облачный слой, в случае перпендикулярного падения широкого мононаправленного пучка. Получены АВХ для интенсивности в зависимости от угла наблюдения и для мощности при различных углах приема для оптических толщин слоя $\tau \leq 50$. Характер этих зависимостей определяется наличием двух компонент излучения — малоугловой и диффузионной, имеющих разные временные масштабы и угловые зависимости.

При распространении импульсного оптического излучения в облачной среде в результате его рассеяния и поглощения частицами среды происходит деформация формы импульса и связанное с ней изменение его амплитудно-временных характеристик (АВХ). Исследованию данного вопроса посвящено довольно большое число работ, результаты которых отражены, например, в монографиях [1–3]. Тем не менее достаточно полной картины влияния рассеивающей среды на АВХ импульсного излучения пока не получено. С помощью приближенных методов решения уравнения переноса рассмотрены лишь случаи предельно больших и относительно малых (малоугловое приближение) оптических толщин среды. При этом в случае применения малоуглового приближения обычно вводятся предположения о виде индикатрисы рассеяния и угловой зависимости интенсивности излучения в среде [3], влияние которых на получаемые результаты трудно оценить. Поэтому наряду с поиском дальнейших путей усовершенствования приближенных методов [4] представляется целесообразным использование численного моделирования методом Монте-Карло [1], которым ранее был получен ряд результатов, относящихся к частному случаю регистрации освещенности при расположении приемника на границе среды [2, 5].

В данной статье с помощью метода Монте-Карло проведен анализ АВХ импульсного излучения, прошедшего через облачный слой, в зависимости от угла наблюдения и поля зрения приемника. Рассматривается случай перпендикулярного падения широкого мононаправленного пучка. Реально это соответствует, например, такой схеме эксперимента, когда источник малых размеров находится над облачным слоем на достаточном удалении от его верхней границы, а приемник располагается на поверхности земли. Рассчитывались временные зависимости интенсивности $I(u)$ (где $u = \sigma ct$ — безразмерное время, σ — коэффициент ослабления облачной среды, c — скорость света, t — время) при наблюдении под углом φ к нормали слоя, а также мощности $P(u)$, регистрируемой приемником с углом поля зрения $2\varphi_{\text{пр}}$, находящимся на расстоянии R_0 от границы слоя (или $\tau_0 = R_0\sigma$ в безразмерных единицах), с оптической осью, направленной перпендикулярно границе слоя.

Время u отсчитывалось от момента прихода в точку расположения приемника прямо прошедшего излучения. Расчеты выполнялись для индикатрисы рассеяния, соответствующей модели облака С-1 Дейрменджана на длине волны $\lambda = 0,45$ мкм [7]. Вероятность выживания кванта полагалась равной 1.

Для анализа были взяты следующие АВХ импульсного излучения: максимальное значение — амплитуда импульсов I_m и P_m , длительность импульсов на уровне 0,5 от максимума — $\Delta_{0,5}$ и среднеквадратическая длительность — $\delta_u = \sqrt{\overline{u^2} - \overline{u}^2}$. Оценка длительности импульса на некотором уровне от максимума (в данном случае уровень 0,5) является распространенной в практике экспериментальных исследований. Величина δ_u нередко фигурирует в качестве оценки длительности импульсов в приближенных методах [3].

При решении рассматриваемой задачи необходимо учитывать, что при δ -образном во времени источнике имеет место особенность интенсивности рассеянного излучения $I_s(u)$ при $\varphi = 0$ и $u \rightarrow 0$ [8]. Используя результаты [8], можно показать, что мощность рассеянного излучения $P_s(u)$ вследствие этого будет иметь логарифмическую расходящуюся при $u \rightarrow 0$, поэтому амплитуды I_{sm} при $\varphi = 0$ и P_{sm} имеют конечную величину только при исходном импульсе конечной длительности. В то же время для $\varphi \neq 0$ величина I_{sm} остается конечной даже для исходного импульса δ -образного вида. Отметим, что в стационарном случае особенность в интенсивности при $\varphi = 0$ отсутствует.

С учетом вышесказанного определялась величина P_m для падающего на среду импульса конечной длительности. Для определенности в данной работе так же, как и в [1], было принято, что форма исходного импульса описывается функцией

$$f_x(u) = \kappa^2 u \exp(-\kappa u). \quad (1)$$

Длительность исходного импульса, описываемого (1), на уровне 0,5 от максимума $\delta_x = 2,447\kappa^{-1}$. Для распространенных лазерных источников с модулированной добротностью величина δ_x лежит в пределах 0,1 ... 0,5, если при переходе к безразмерному времени взять значения σ , характерные для слоистых облаков.

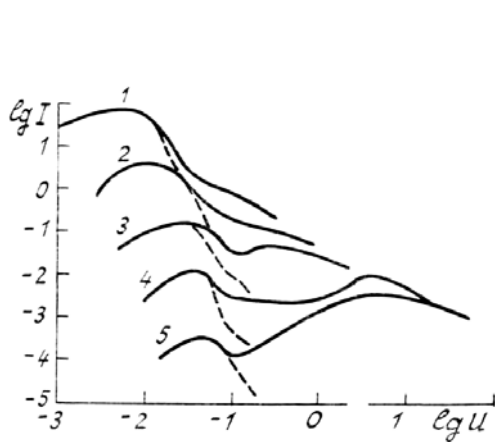


Рис. 1. Временная зависимость интенсивности J излучения, прошедшего через облачный слой

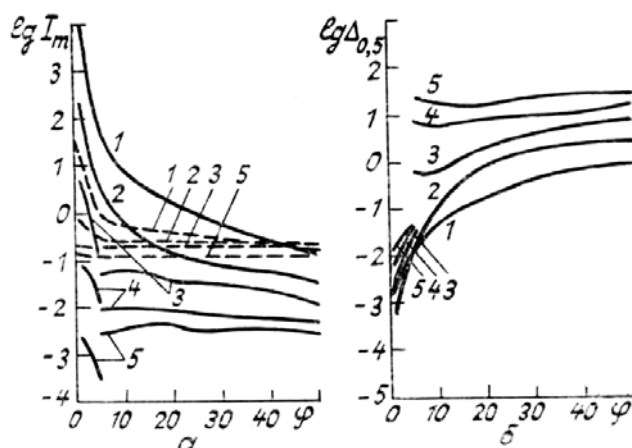


Рис. 2. Зависимость амплитуды I_m (а) и длительности $\Delta_{0,5}$ (б) от угла наблюдения φ

При численных расчетах методом Монте-Карло определение $P(u)$ для $\varphi_{пр} \geq 5^\circ$ осуществлялось методом прямого физического моделирования распространения излучения. Для $\varphi_{пр} < 5^\circ$ при определении $P(u)$ для всех φ при нахождении $I(u)$ применялась локальная оценка (по угловым переменным). Максимальное число траекторий, по которым проводилось усреднение, составляло $\sim 5 \cdot 10^5$. Погрешность оценки амплитудных параметров не превосходила 15, а временных — 30%.

Обратимся теперь к результатам расчетов. На рис. 1 приведена зависимость интенсивности $I(u)$ для угла наблюдения $\varphi = 5^\circ$ при $\tau = 4, 10, 15, 20$ и 25 (сплошные кривые 1–5). Из рис. 1 видно, что зависимость $I(u)$ при $\tau \geq 15$ приобретает двухмодальный характер. При этом первая мода формируется при весьма малых ($u < 0,1$) по сравнению с τ временных задержках. При $\tau \leq 10$ вторая мода не образуется, однако отмечается замедленный (примерно по степенному закону) спад интенсивности в «хвосте» импульса при $0,05 < u < 1$.

Для выяснения природы двухмодальной временной структуры были проведены контрольные расчеты для индикатрисы, обрезанной при некотором достаточно малом угле рассеяния γ_g : в этом случае при проведении численного моделирования при рассеянии на угол $\gamma > \gamma_g$ траектория фотона обрывалась. На рис. 1 (штриховые линии) показаны результаты расчетов при выборе $\gamma_g = 10^\circ$. Как видно из рисунка, для обрезанной индикатрисы воспроизводится только первый максимум, а затем $I(u)$ резко падает. Отсюда следует, что первый максимум обязан только малоугловому рассеянию. При формировании же второго максимума участвуют все углы рассеяния. Этим двум максимумам соответствуют две компоненты рассеянного поля — малоугловая и диффузионная. С увеличением τ величина временного смещения максимумов этих двух компонент увеличивается с разной скоростью, что приводит к их разделению во времени и установлению двухмодальной временной структуры.

Угловая зависимость АВХ для импульсов интенсивности $I(u)$ при различных τ показана на рис. 2 (величины τ те же, что и на рис. 1). Для сравнения на рис. 2, а представлена также зависимость интенсивности для стационарного излучения (штриховые линии). Из рис. 2 видно, что при малых $\tau \leq 10$ имеется резко выраженный угловой ход величин I_m и $\Delta_{0,5}$: они меняются на несколько порядков при увеличении φ от 1 до 50° . Это связано с сильной анизотропией облачной индикатрисы рассеяния.

При $\tau \geq 15$ характер угловой зависимости меняется, что связано с возникновением двухмодальной структуры импульсов. При этом, как показывают расчеты, для достаточно малых φ амплитуда первого максимума больше, чем второго, и угловой ход АВХ определяется малоугловой компонентой. При больших φ угловую зависимость АВХ определяет диффузионная компонента. В соответствии с этим на рис. 2 при $\varphi \leq 5^\circ$ показаны АВХ первой моды, а при $\varphi \geq 5^\circ$ — второй моды. Скачок при $\varphi = 5^\circ$ соответствует переходу от первой ко второй моде.

Как видно из рис. 2, диффузионной компоненте соответствует достаточно плавная зависимость $I_m(\varphi)$. На фоне этой зависимости выделяется малоугловый пик. Его величина с ростом τ уменьшается и при $\tau = 25$ сравнивается с величиной I_m , даваемой диффузионной компонентой. Аналогичный пик отмечается и для стационарного излучения (штриховые линии), однако он исчезает уже при $\tau = 15$.

Угловой ход временной характеристики $\Delta_{0,5}$ (рис. 2, б) также различен в области малоугловой и диффузионной компонент. Следует отметить скачкообразное увеличение $\Delta_{0,5}$ на несколько порядков в

узком интервале углов φ при переходе от области малоугловой к диффузионной компоненте рассеянного поля.

Перейдем теперь к рассмотрению формы импульсов $P(u)$, наблюдаемых в конечном угле приема. Так же, как и для импульсов $I(u)$, характерной особенностью формы $P(u)$ является наличие двух максимумов, наблюдающихся при достаточно малых $\varphi_{пр}$ в интервале $10 < \tau \leq 25$. На рис. 3 приводится зависимость $P(u)$ для $\tau = 20$ и $\varphi_{пр} = 2,5^\circ$ (кривые 1, 1'), 5° (2, 2'), 10° (3), 20° (4) и 90° (5). Погрешность оценки $P(u)$ в максимумах не превосходят 15%, в минимумах — 30%. Кривые 1–5 относятся к $\delta_x = 0,2$, а 1' и 2' к $\delta_x = 0,01$. Из рис. 3 видно, что две моды во временной зависимости имеются при $\varphi_{пр} = 2,5; 5$ и 10° . Положение первой моды и соотношение амплитуд двух мод для данного $\varphi_{пр}$ определяются величиной δ_x . Как следует из рис. 3, с ростом δ_x амплитуда первой моды падает, а расстояние между модами уменьшается, что, в конечном счете, должно приводить к исчезновению двухмодальной структуры:

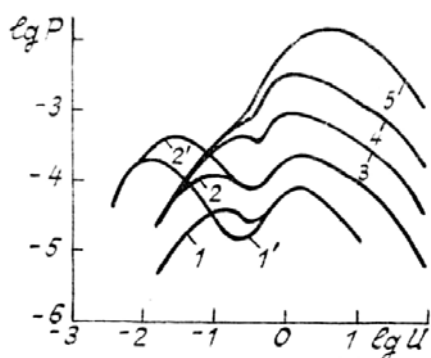


Рис. 3. Временная зависимость мощности (P) излучения, прошедшего через облачный слой

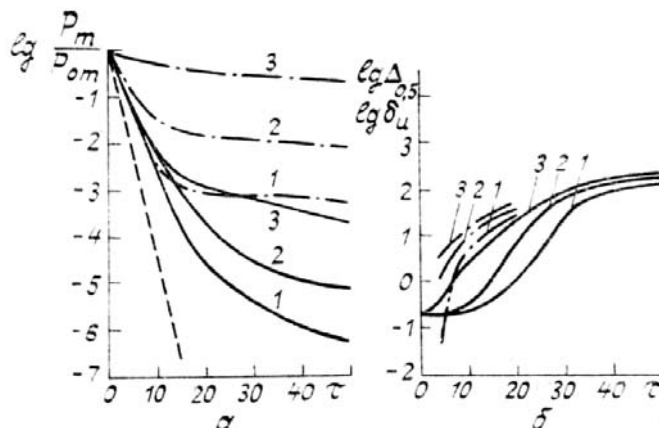


Рис. 4. Зависимость амплитудных (a) и временных (b) характеристик импульсов мощности $P(u)$ от оптической толщины слоя τ

Зависимость АВХ от τ показана на рис. 4. На рис. 4, a дано отношение P_m/P_{0m} , где P_{0m} — амплитуда падающего импульса. Сплошные линии относятся к $\delta_x = 0,2$ и соответствуют $\varphi_{пр} = 2,5^\circ$ (1), 10° (2) и 90° (3). Параметр $\tau_0 = 33,33$. Штрихпунктирные линии показывают ход отношения P/P_0 для стационарного случая. Штриховая прямая дана для сравнения и соответствует изменению P_m/P_{0m} по закону Бугера $\exp(-\tau)$.

Из рис. 4, a следует, что для малых $\varphi_{пр} = 2,5$ и 10° на представленных кривых выделяются два участка, отличающиеся наклоном кривых. Переход от одного участка к другому происходит при $\tau = 15 \dots 20$ для исходных импульсов с $\delta_x = 0,2$ и при $\tau = 10 \dots 15$ для стационарного случая. На первом участке, где в соответствии с вышесказанным, преобладает малоугловая компонента, изменение P_m происходит приблизительно по экспоненциальному закону, хотя и с меньшим показателем, чем в законе Бугера. На втором участке преобладает диффузионная компонента и убывание P_m с τ замедляется.

Из рис. 4, a видно, что затухание амплитуды импульсного сигнала происходит быстрее мощности в стационарном случае. При этом энергия импульса уменьшается, очевидно, так же, как мощность для стационарного случая. Дополнительное уменьшение амплитуды связано с временным расплыванием импульса.

Поведение временных параметров в зависимости от τ представлено на рис. 4, b . Сплошные кривые для тех же значений параметров, что и на рис. 4, a , показывают изменение $\Delta_{0,5}(\tau)$. Штрихпунктирные линии относятся к среднеквадратической длительности δ_x при $\delta_x = 0$ (в общем случае $\bar{\delta}_u = \sqrt{\delta_u^2 + 0,334\delta_x^2}$). Из рис. 4, b видно, что при увеличении τ вначале $\Delta_{0,5} = \text{const} = \delta_x$. Постоянство $\Delta_{0,5}$ связано с тем, что при малых τ дополнительное расплывание импульса мало по сравнению с δ_x . Затем $\Delta_{0,5}$ резко увеличивается с ростом τ . Здесь существует двухмодальная структура, и $\Delta_{0,5}$ взято для той моды, амплитуда которой больше. Далее преобладает диффузионная компонента и скорость роста $\Delta_{0,5}$ замедляется.

Среднеквадратическая длительность δ_u , как это видно из рис. 4, b , существенно превышает $\Delta_{0,5}$ в той области τ , где амплитуда импульсов определяется малоугловой компонентой. Как показывает анализ, это связано с наличием медленно убывающего «хвоста» импульса, поднимающего величину u^2 и соответственно δ_u и не влияющего на величину $\Delta_{0,5}$. Данное обстоятельство необходимо учитывать при использовании приближенных методов, в которых оценка длительности импульса делается на основе его временных моментов [3]. В области диффузионного распространения при $\tau \geq 30$ длительности δ_u и $\Delta_{0,5}$, как показывают расчеты, становятся близкими по величине.

Выводы

Расчеты, проведенные для широкого мононаправленного падающего пучка в диапазоне $0 < \tau \leq 50$ и углов наблюдения $\varphi \leq 1^\circ$, выявили достаточно сложную картину трансформации амплитудно-временных характеристик импульсов, прошедших через облачный слой, при изменении τ и угла наблюдения φ (или угла приема $2\varphi_{\text{пр}}$). Это объясняется существованием двух компонент рассеянного излучения — малоугловой и диффузионной, имеющих разные временные масштабы и угловую структуру (двухмасштабность временной структуры отмечалась ранее в [6]).

На фоне плавной угловой зависимости интенсивности диффузионной компоненты выделяется малоугловой пик, который в области $\varphi \geq 1^\circ$ существует до $\tau = 25$. В то же время для стационарного излучения подобный пик исчезает уже к $\tau = 15$.

В области $\tau \leq 10 \dots 15$ при регистрации в конечном угле приема $2\varphi_{\text{пр}}$ амплитуда импульсов и их форма в окрестности максимума определяются малоугловой компонентой, в то время как второй временной момент — диффузионной компонентой. В переходной области $\tau = 15 \dots 25$ одновременное присутствие обеих указанных компонент дает двухмодальную форму импульсов при углах приема $\varphi_{\text{пр}} \leq 10^\circ$. При $\tau > 25$ АВХ импульсов определяются диффузионной компонентой.

1. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике /Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 100 с.
2. Фейгельсон Е. М., Краснокутская Л. Д. Потoki солнечного излучения и облака. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 157 с.
3. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.
4. Зеге Э. П., Кацев И. Л., Полонский И. И. //Оптика атмосферы, 1988. Т. 1. № 11. С. 19–27.
5. Bucher E. A. //Appl. Opt. 1973. V. 12. № 10. P. 2391–2400.
6. Генин Е. В., Коханенко Г. П., Крутиков В. А., Межевой Д. С. //IV Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде: Тез. докладов. Т. 1. Обнинск; Барнаул. 1988. С. 83–84.
7. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
8. Романова Л. М. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1965. Т. 1. № 10. С. 1022–1038.

Научно-производственное объединение «Тайфун»,
Обнинск

Поступила в редакцию
15 декабря 1989 г.

V. A. Korshunov. Amplitude and Time Characteristics of Optical Pulsed Radiation Propagating through Cloud Medium.

The Monte-Carlo method has been used to obtain the amplitude and time characteristics (ATC) of light pulsed radiation propagating a cloud layer for the case of a wide monodirected perpendicular beam incidence. The ATCs are found for radiation beam intensity depending on the angle of observation and for radiation capacity with different reception angles for the cloud layer optical thicknesses $\tau \leq 50$. The behaviour of these dependences is mainly determined by the radiation two components, i. e. the small-angle and the diffusion ones having various time scales and angular dependences.