

В.В. Вергун, Е.В. Генин, Г.П. Коханенко, В.А. Крутиков, Д.С. Межевой

ОСОБЕННОСТИ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОТНЫХ РАСSEИВАЮЩИХ СРЕДАХ. Ч. I. НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ КОМПОНЕНТ РАСSEЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В аэрозольной камере проведены экспериментальные исследования прохождения коротких лазерных импульсов в плотных туманах. Описывается комплекс аппаратуры для регистрации рассеянного излучения и контроля оптических параметров среды, методика обработки результатов. Прослеживается формирование возникающего при многократном рассеянии деполаризованного фона, проводится сравнение временной формы деполаризованных компонент.

Изучение характеристик импульсного лазерного излучения, проходящего рассеивающую среду большой оптической толщины, по-прежнему привлекает внимание многих авторов. Несмотря на успешное развитие приближенных методов решения нестационарного уравнения переноса [1] и множество экспериментальных данных (например, [2, 3]), остается необъясненной противоречивость результатов отдельных исследователей. Особенно слабо изучены к настоящему времени поляризационные характеристики проходящего излучения. Имеющиеся теоретические результаты [4] относятся в основном к глубинным слоям, солнечному излучению, а экспериментальных результатов [5] крайне недостаточно для выяснения процессов деполаризации излучения по мере проникновения импульса в глубь рассеивающей среды.

В связи с этим большую роль играют эксперименты в модельных рассеивающих средах (создаваемых в специальных аэрозольных камерах), позволяющие изучать в контролируемых условиях зависимости параметров импульсов от геометрических и оптических условий эксперимента. В то же время ограниченное временное разрешение приемников вносит искажения в результаты модельного эксперимента, особенно при небольших оптических толщинах среды. В этих условиях наиболее эффективно сочетание физического эксперимента с численным расчетом.

В настоящей статье приводятся результаты изучения временной и поляризационной структур импульсного излучения в приосевой области, полученные в модельных экспериментах и численных расчетах с использованием методов Монте-Карло, исследуется влияние геометрических параметров на регистрируемые характеристики импульсов, обсуждается возможность использования диффузионных приближений для описания временной структуры излучения.

Первая часть статьи посвящена исследованию формы поляризационных компонент сигнала. Для проведения модельного эксперимента на базе большой аэрозольной камеры (БАК) ИОА СО АН СССР создана экспериментальная установка. Оптическая схема установки приведена на рис. 1.

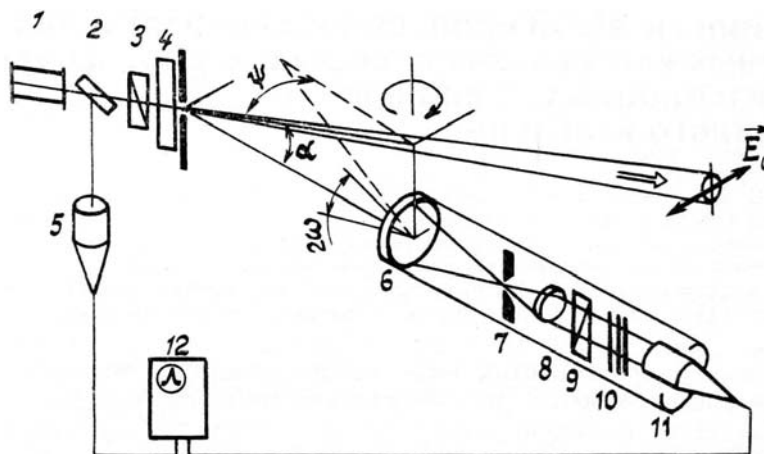


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки

В качестве источника излучения используется разработанный в НТК «Институт оптики атмосферы» лазер на парах меди [6], работающий в режиме саморазогрева. В лазере реализован режим работы, позволяющий получить минимальную длительность импульса генерации. ОКГ имеет следующие характеристики: длина волны излучения — 510,6 нм; частота следования импульсов излучения — 5 кГц; длительность импульса излучения — 3 ± 20 нс; импульсная мощность излучения не менее 10 кВт; диаметр пучка излучения $2R_{\text{ист}} = 10$ мм; расходимость $\omega_{\text{ист}} = 10'$. Излучение ОКГ 1 проходит через делительную пластинку 2, поляририд 3 и через входное окно с диафрагмой 4, направляется в камеру. Исходная поляризация устанавливается так, что вектор \mathbf{E}_0 расположен в горизонтальной плоскости. Полная длина камеры — 26 м, диаметр — 10 м. Высота луча над полом камеры — 1,9 м. На расстоянии 20 м от входного окна в одной вертикальной плоскости с пучком излучения установлен поляризационный импульсный фотометр. Полярный угол α устанавливается перед циклом измерений путем перемещения всего фотометра по вертикали. Азимутальный угол Ψ изменяется во время измерения вращением фотометра в горизонтальной плоскости в пределах $0 \div 65^\circ$. При значении азимута $\Psi = 0$ в поле зрения фотометра находится входное окно. Объектив фотометра 6 4,5/210 мм ($R_{\text{пр}} = 2,4$ мм) и диафрагма 7 определяют угол поля зрения приемника $\omega = 2^\circ$. Поворотом поляроида 9 осуществляется выделение составляющей излучения, поляризованной параллельно (J_{\parallel}) либо перпендикулярно (J_{\perp}) исходной поляризации. Точность выделения поляризационных составляющих сигнала ограничивается несовершенством применяемых поляроидов и возможностью возникновения паразитного рассеяния на оптических поверхностях. В выбранной оптической схеме эксперимента (малый угол рассеяния α , исходное состояние поляризации перпендикулярно плоскости рассеяния) при слабых замутненностях в камере ($\tau \ll 1$) кроссполяризованная компонента должна отсутствовать. Измерение энергии рассеянного излучения в слегка задымленной камере при угле рассеяния $\alpha = 0,5^\circ$ показало, что отношение сигналов двух компонент составляет $J_{\perp}/J_{\parallel} = 0,8 \pm 1,0 \cdot 10^{-3}$ и при сканировании по азимуту в пределах $\Psi = 0 \div 2^\circ$ не меняется. Величина $J_{\perp} 10^{-3} \cdot J_{\parallel}$ является, таким образом, минимально обнаружимой величиной кроссполяризованной компоненты.

Блок светофильтров 10 представляет набор из 4-х нейтральных светофильтров, которые могут в любой комбинации вводиться в световой пучок, при этом суммарное ослабление меняется от 1,3 до $4 \cdot 10^3$ раза. Затем световой сигнал попадает на фотокатод быстродействующего фотоэлектронного умножителя типа 18ЭЛУ-ФМ (11). Временное разрешение ФЭУ по паспортным данным составляет $\Delta t = 2,1$ нс по уровню 0,5 амплитуды импульса с анода ФЭУ. Для регистрации сигнала используется 2-канальный стробоскопический осциллограф С7-13 12. Запуск развертки производится опорным сигналом, снимаемым с коаксиального фотоэлемента ФК-2 5. Поскольку форма и амплитуда импульса генерации ОКГ достаточно стабильны, стробоскопическая регистрация позволяет значительно снизить уровень шума путем усреднения сигнала по большому числу импульсов (время записи одного импульса составляет $8 \div 20$ с). Выбранная система запуска позволяет надежно регистрировать временную задержку рассеянного импульса относительно его положения при слабой замутненности камеры (однократное рассеяние). С аналогового выхода стробоскопического осциллографа сигналы подаются на АЦП.

Адиабатические туманы формировались путем сброса давления в предварительно накачанной до +1 атм камере через шлюз, диаметр отверстия которого мог регулироваться. Измерения проводились при примерно одинаковых условиях сброса (максимальный коэффициент ослабления $\varepsilon = 4 \pm 2 \text{ м}^{-1}$). После достижения максимальной плотности туман начинает распадаться, при этом измеренный коэффициент ослабления равномерно уменьшается и параметры рассеянных импульсов хорошо повторяются в разных реализациях. Время распада тумана составляло около 20 мин, за один цикл проводились измерения параметров рассеянных импульсов при различных азимутальных углах приема и, соответственно, различных значениях оптической толщи на трассе. Результирующие зависимости получались из усреднения измерений в различных реализациях тумана.

Приборы, предназначенные для измерения оптических параметров тумана, располагаются в БАКе на одном уровне с основным пучком излучения в стороне от трассы. В измерителе прозрачности, служащем для контроля коэффициента ослабления среды, используется излучение ОКГ ЛГ-38 ($\lambda = 0,63$ мкм). В зависимости от плотности тумана измерения проводятся на одной из двух трасс с длиной базы $L_1 = 0,98$ и $L_2 = 5$ м. Сигналы с узкоугольного приемника ($\omega = 3'$) усредняются в течение времени записи. Неоднородности тумана приводят к погрешностям в измерении оптической толщины, оцениваемым (в пересчете на трассу 20 м) величиной $\tau \pm 1$.

Индикатриса рассеяния при не очень плотных туманах ($\varepsilon < 0,5 \text{ м}^{-1}$) измеряется малоугловым фотометром, расположенным на расстоянии 20 м от входного окна в диапазоне углов $0,8 - 30^\circ$ методом «скользящего объема». Для измерения индикатрисы рассеяния в более плотных туманах в диапазоне углов $10 - 3^\circ$ используется ореольный фотометр, основанный на измерении в фокальной плоскости объектива углового распределения излучения ОКГ, прошедшего слой тумана толщиной 0,5 м.

Анализ измеренных индикатрис рассеяния [7] показывает, что оптические свойства адиабатических туманов в стабильный период их существования (при уменьшении коэффициента ослабления в диапазоне $\varepsilon = 4 \div 0,5 \text{ м}^{-1}$) близки к модели облака С1 Дейрменджана, что позволяет применять полученные в модельных экспериментах результаты для описания распространения лазерных импульсов в реальных облаках и туманах.

Все окна ВАКа снабжены диафрагмами для устранения бликов от стекол, а стенки камеры покрыты матовой черной краской для уменьшения паразитного рассеяния. Кроме того, используется подогрев всех оптических элементов (окон БАКа, объективов фотометров) для предупреждения запотевания при накачке камеры.

Автоматизированная система записи и обработки данных, созданная на базе комплекса ЭВМ СМ-1420 «Электроника-60», регистрирует сигналы с импульсного фотометра и ФЭКа, непрерывно фиксирует оптические параметры среды — коэффициент ослабления и индикатрису рассеяния в области углов $20' - 3^\circ$, программно управляет сканированием поворотного столика (точность считывания угла поворота — $2'$), регистрирует состояния установленных светофильтров, поляризатора, чувствительность измерительных приборов. Автоматизированная система позволяет эффективно применять в дальнейшем разнообразную математическую обработку к большим массивам экспериментальных данных.

Конечным результатом эксперимента является определение импульсной переходной функции (ИПФ), характеризующей отклик среды на $\delta(t)$ -импульс. Регистрируемый оптическим приемником сигнал $U(t)$ определяется сверткой ИПФ $J(t)$ и аппаратной функции прибора $K(t)$:

$$\int_0^t K(t-\tau)J(\tau)d\tau = U(t). \quad (1)$$

$K(t)$, в свою очередь, определяется сверткой исходного импульса $J_0(t)$ и временного отклика ФЭУ на $\delta(t)$ -импульс. Особенно существенно влияние аппаратной функции в модельных измерениях на больших по размерам аэрозольных камерах, поскольку временные растяжения импульсов в этом случае становятся сравнимы с длительностью исходного импульса. Восстановление ИПФ, основанное на решении интегрального уравнения (1), и переход к безразмерным параметрам в уравнении переноса дает возможность корректного распространения результатов модельных экспериментов на натурные трассы.

Методы решения уравнений типа (1) с использованием разнообразных алгоритмов регуляризации достаточно хорошо разработаны. Нами использован регуляризирующий алгоритм, описанный в [8], основанный на применении дискретного преобразования Фурье к конечно-разностной аппроксимации функционала Тихонова и программно реализованный с использованием метода быстрого преобразования Фурье. В качестве ядра $K(t)$ в эксперименте брался зарегистрированный аппаратурой импульс, рассеянный средой с малой оптической толщиной $\tau \ll 1$. Это позволяет автоматически учесть временное разрешение ФЭУ и искажения сигнала в регистрирующей аппаратуре. Импульсы обрабатывались на АЦП в 128 точках с шагом дискретизации 0,5 нс. В дальнейшем проводилось восстановление ИПФ с выбором параметра регуляризации по квазиоптимальному критерию. При этом, исходя из физических соображений, отбрасывались точки восстановленной ИПФ с отрицательными интенсивностями и при значении времени $t < 0$. Оцениваемая ошибка определения длительности ИПФ не превышает 1 нс на уровне 0,5 амплитуды.

Примеры временной формы поляризационных компонент импульсов, зарегистрированных в эксперименте для разных оптических толщин, приводились в [6, 9]. На рис. 2, 3 приводится вид ИПФ среды, восстановленной с учетом формы исходного импульса. Результаты получены при $\alpha = 1,8^\circ$, $\Psi = 0^\circ$. На рис. 2 поляризационные компоненты сигнала для различных оптических толщин слоя приведены в нормированном виде. Уширение импульса заметно, начиная с $\tau = 7$ для J_{\parallel} и с $\tau = 12$ для J_{\perp} , задержка максимума с $\tau = 20 - J_{\parallel}$ и с $\tau = 16 - J_{\perp}$. На рис. 3 приведено сравнение поляризационных компонент для одинаковой оптической толщины (штрихом обозначена кроссполяризованная компонента). Видно, что передний фронт импульса сохраняет поляризацию до больших оптических толщин, даже для $\tau = 55$ полная деполяризация сигнала наступает после достижения максимума. Для $\tau = 19$ отношение амплитуд J_{\parallel} к J_{\perp} равно 200, поэтому масштаб для компоненты J_{\perp} на рисунке изменен. Видно, что даже при небольшой деполяризации заметно уширение и задержка максимума кроссполяризованной компоненты.

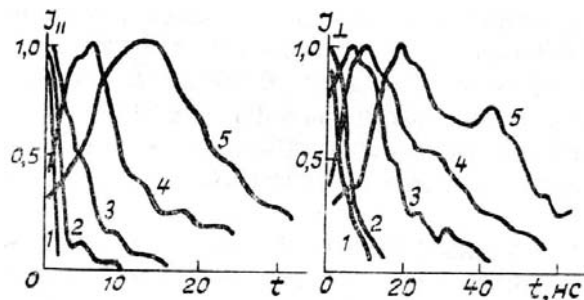


Рис. 2. Изменение формы поляризационных компонент импульса с увеличением оптической толщины слоя. Для J_{\parallel} : $\tau = 7-1$; $20-2$; $25-3$; $35-4$; $42-5$. Для J_{\perp} : $\tau = 12-1$; $16-2$; $22-3$; $37-4$; $57-5$

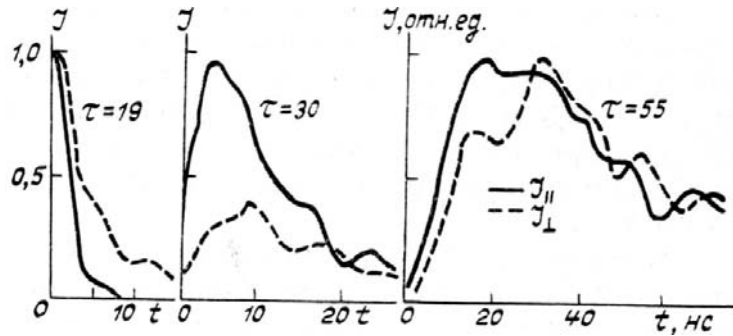


Рис. 3. Сравнение формы поляризационных компонент импульса

В условиях изотропной рассеивающей среды на больших глубинах в приосевой области кроссполяризованная компонента возникает в результате деполаризации излучения при многократном рассеянии. Учитывая это, определим степень деполаризации как долю деполаризованной составляющей в полном потоке: $\delta = 1 - P = 1 - (J_{\parallel} - J_{\perp}) / (J_{\parallel} + J_{\perp})$. Анализ зависимости деполаризации излучения в импульсе от времени показывает (рис. 4), что степень деполаризации для всех τ однозначно зависит от значения безразмерного времени $u = \epsilon ct$, имеющего смысл средней кратности рассеяния фотонов, приходящих в момент t . При $u > 25$ импульс практически полностью деполаризуется (для $\tau = 71$ значение $u = 25$ соответствует максимуму импульса). При $\tau > 30$ форма импульса может быть описана приближенным выражением

$$J(t) = ct^m e^{-mt/t_{\max}}, \quad (2)$$

если отсчитывать время t с момента прихода импульса в слабо замутненной камере. Отношение длительности импульса к задержке максимума ($\Delta t / t_{\max}$) для J_{\parallel} примерно одинаково для всех импульсов и равно 2,6 ($m = 1$ в (2)). Для деполаризованной компоненты задержка максимума больше, $\Delta t / t_{\max} \approx 2$, что соответствует $m = 1,5$ в (2).

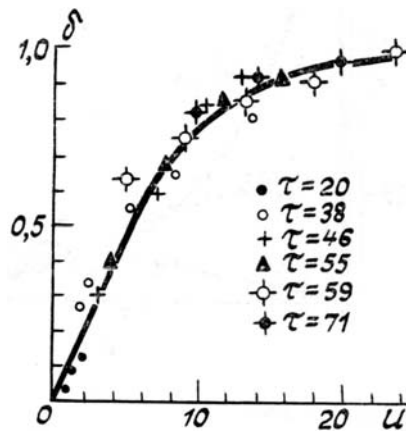


Рис. 4. Зависимость деполаризации от значения безразмерного времени прихода фотонов для различных оптических толщин слоя

При оптической толщине слоя $\tau = 10$ экспериментальные данные по деполаризации излучения находятся в пределах ошибок измерений (на уровне величины $\delta < 10^{-3}$). Для этого случая были проведены численные расчеты с использованием алгоритмов локальных оценок [10], позволяющих рассчитывать вектор Стокса прошедшего импульсного излучения при произвольном расположении источника и приемника. Геометрия расчета полностью соответствовала схеме эксперимента, а в качестве оптических параметров среды использовалась матрица рассеяния, рассчитанная для водного аэрозоля в [11]. Результат расчетов для углов наблюдения $\alpha = 1,8^\circ$ и $\Psi = 40^\circ$ приведен на рис. 5. Наблюдается незначительное удлинение деполаризованной составляющей, при этом величина деполаризации $\delta = 1 - P = 1 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} / S_0$, где S_i — параметры Стокса рассеянного излучения, монотонно растет с увеличением времени прихода фотонов, оставаясь в пределах основной части импульса (включая спад до уровня 0,1 амплитуды) незначительной ($\delta < 10^{-2}$). Только на далеком спаде импульса деполаризация достигает заметной величины (рис. 5, б). Расчетная скорость роста деполаризации превышает в 2 раза полученную в эксперименте (рис. 4) при наблюдении в направлении на источник.

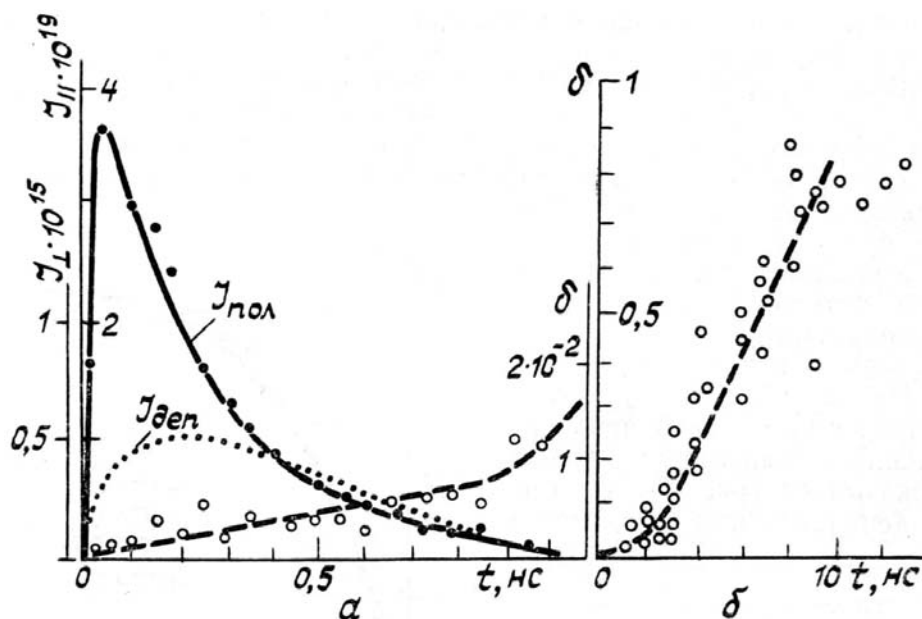


Рис. 5. Расчет формы поляризационных компонент и деполаризации импульса

Приведенные результаты экспериментального наблюдения и численного расчета формы импульсов в глубине рассеивающей среды показывают особенности временной структуры возникающего при многократном рассеянии деполаризованного фона, вызывающие размытие и деполаризацию регистрируемого оптического сигнала.

1. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1986. 327 с.
2. Гавриков В.К., Коренев В.Г. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 7. С. 763.
3. Elliott R. A. //Appl. Opt. 1983. V. 22. № 17. P. 2670.
4. Зеге Э.П., Чайковская Л.И. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 8. С. 820.
5. Гольдин Ю.А., Пелевин В.Н. //Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М.: Наука, 1975. С. 153–159.
6. Вергун В.В., Кирилов А.Е., Коханенко Г.П., Кругляков В.Л., Крутиков В.А. Применение ОКГ на парах меди для наблюдения временных искажений рассеянного излучения. Деп. № 2568-B86 от 27.02.86.
7. Вергун В.В., Кабанов М.В., Коханенко Г.П., Крутиков В.А., Панченко М.В., Полькин В.В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1988. Т. 24. № 4. С. 403.
8. Тихонов А.Н., Гоичарский А.В. и др. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.
9. Вергун В.В., Кабанов М.В., Коханенко Г.П., Крутиков В.А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 99.
10. Марчук Г.И., Михайлов Г.А. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 280 с.
11. Зуев В.Е., Креков Г.М., Матвиенко Г.Г., Попков А.И. //Лазерное зондирование атмосферы. М.: Наука, 1976. С. 29–46.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
13 февраля 1990 г.

V.V. Vergun, E.V. Genin, G.P. Kokhanenko, V.A. Krutikov,
D.S. Mezhevoy. **Specific Features of the Temporal Structure of Radiation in the Dense Scattering Media.**

The paper presents the results of experimental investigations into the propagation of short laser pulses through dense fogs carried out in the aerosol chamber. A description is also given in the paper of the instrumentation used for recording the scattered radiation and monitoring parameters of the medium. The paper also discusses the data handling technique. The investigation revealed the formation of depolarized background due to multiple scattering. Temporal shapes of the depolarized components are compared.