

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 628.378

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

С. С. Хмелевцов, Р. Ш. Цык

При распространении в турбулентной атмосфере взаимодействие оптических волн со случайными неоднородностями показателя преломления воздуха приводит к флуктуациям амплитуды и фазы волны. Задача нахождения флуктуаций амплитуды и фазы неограниченной сферической и плоской волны в настоящее время в основном решена в теоретических и экспериментальных работах Татарского, Гурвича и других; результаты исследований обобщены в монографии Татарского [1].

Быстрое развитие техники оптических квантовых генераторов, которые во многих случаях предназначаются для работы в приземном слое атмосферы, послужило причиной расширения упомянутой задачи и включения в нее вопроса о флуктуациях пространственно-ограниченных световых пучков.

Флуктуации интенсивности в коллимированном и сфокусированном пространственно-ограниченном пучке рассчитаны Фридом и Зайдманом [2] по формулам работы [3] с помощью метода плавных возмущений (МПВ). Авторами [2] показано, что дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды в ограниченном пучке зависит от волнового числа k , расстояния L и размеров пучка d через параметр $\Omega = kd^2/L$.

Этот вывод хорошо согласуется с результатами опубликованной ранее работы Кона и Татарского [4], в которой показано, что флуктуации параметров излучения в пространственно-ограниченном пучке зависят от параметра g , который связан с параметром Ω соотношением $g = 2/\Omega$.

Анализ, проведенный в [2, 4], показал, что влияние пространственной ограниченности коллимированного луча на амплитудные флуктуации дает малые поправки к соответствующему выражению для неограниченной волны. Экспериментальное подтверждение выводов теории получено в работе Гурвича, Каллистратовой и Тиме [5]. Как указывают авторы, зависимость стандартного отклонения флуктуаций логарифма интенсивности в ограниченном коллимированном пучке не отличается заметно от подобной зависимости для неограниченной плоской волны.

Согласно расчетам Фрида и Зайдмана [2], отношение дисперсий флуктуаций логарифма амплитуды в фокусе лазерного пучка и сферической волны $\sigma^2/\sigma_{сф}^2$ быстро уменьшается с ростом Ω . Однако измерения флуктуаций интенсивности в сфокусированном пучке, проведенные в приземном слое атмосферы Баком [6], свидетельствуют о том, что на трассах протяженностью 550 м и более в ночных условиях флуктуации интенсивности в фокусе значительны. Необходимо отметить также, что в упомянутой работе [6] на трассе 550 м в ночных условиях систематически фиксировался уровень флуктуаций интенсивности, близкий к насыщению.

Расчет флуктуаций интенсивности в расходящемся пучке проведен Гурвичем в [7]. Автором показано, что дисперсия флуктуаций логарифма интенсивности при изменении угла раскрытия пучка может меняться в 4 раза.

С целью экспериментальной проверки результатов расчетов, приведенных в [2] и [7], в настоящей работе проведены измерения флуктуаций интенсивности в коллимированном, расходящемся и сфокусированном пучке для широкого диапазона размеров апертуры источника, дистанций распространения и метеорологических условий.

Источником света служил газовый гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 0,63$ мкм и мощностью излучения 10 мВт, работавший в режиме осевых колебаний. Излучение лазера формируется телескопической оптической системой, основным элементом которой является зеркальный объектив с фокусным расстоянием $f = 2200$ мм и диаметром 260 мм.

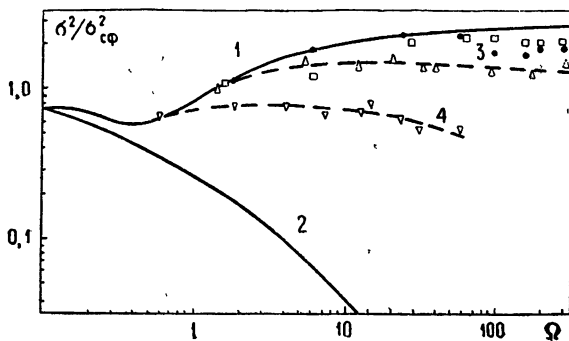
В качестве приемника излучения использовался фотоумножитель ФЭУ-28 с набором диафрагм диаметром от 2 до 14 мм. Обработка сигналов проводилась с помощью аппаратуры и методик, описанных в [8]. Приемное устройство и источник излучения

были совмещены и располагались на одном конце трассы, на другом конце которой находились плоские зеркала размером 300 мм. Полная протяженность трасс L равнялась 500, 2400 и 7000 м. Трассы проходили над пересеченной местностью, средняя высота варьировалась от 8 до 40 м. Измерения показали, что функция распределения вероятности флуктуаций логарифма интенсивности как в фокусированных, так и в коллимированных пучках близка к нормальному закону.

Экспериментально измеренные среднеквадратичные отклонения флуктуаций логарифма интенсивности σ сравнивались со значениями σ_1 , рассчитанными по формуле МПВ с помощью данных одновременных измерений структурной постоянной показателя преломления воздуха по методике, описанной в [9]. Эмпирическая зависимость σ от σ_1 на трассах 0,5—7 км в коллимированном лазерном пучке, начальный диаметр которого равен 100 мм, подобна зависимости, приведенной в [9].

На рис. 1 показаны усредненные зависимости дисперсии флуктуаций интенсивности от параметра Ω для коллимированных и фокусированных пучков, измеренных на трассах 0,5—7 км. В качестве нормировочных коэффициентов использовались зна-

Рис. 1. Сравнение расчетных данных Фрида и экспериментальных значений флуктуаций интенсивности в коллимированном и фокусированном пучке (\dots и $\square\square\square$ — $L=0,5$ км, коллимированный и фокусированный луч; кривые 3 и 4 — $L=2,4$ и 7 км, коллимированный луч).



чения дисперсии флуктуаций интенсивности, измеренные при Ω_{\min} . Сплошные кривые 1 и 2 — расчетные кривые Фрида, для коллимированных и фокусированных пучков соответственно.

Легко видеть, что расчетные данные близки к экспериментальным лишь для 0,5 км трассы и коллимированного пучка. В фокусированном луче на 0,5 км трассе уровень флуктуаций практически не уменьшается. Условия распространения были такими, что на 0,5 км трассе $\sigma < 0,8$, что говорит о возможности применения МПВ. Для трасс протяженностью 2,4 и 7,0 км σ_1 всегда больше единицы и реализуется случай сильных флуктуаций; по-видимому, это является причиной значительного отклонения кривых 3 и 4 от расчетной.

На рис. 2 показаны 2 примера зависимости флуктуаций интенсивности от геометрии пучка на трассе 0,5 км при постоянном начальном диаметре источника $a = 100$ мм. Следуя [7], в качестве параметров, определяющих геометрию пучка, мы использовали $X = L/R$ и $B^2 = L/ka_0^2$; здесь R — радиус кривизны волнового фронта

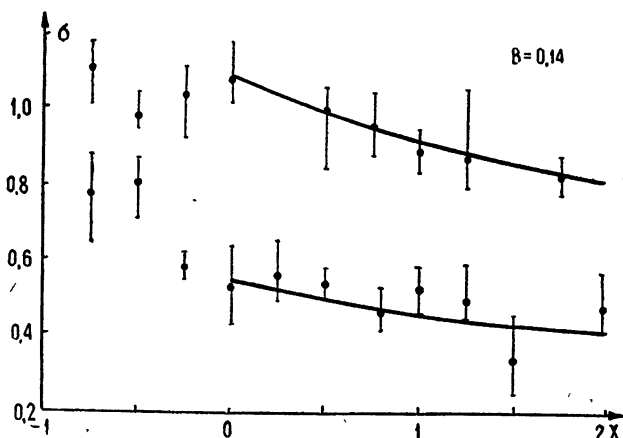


Рис. 2. Зависимость флуктуаций интенсивности в лазерном пучке от его геометрии.

на апертуре источника, α_0 — радиус источника. Непрерывной кривой обозначены результаты расчетов, взятых из [7], вертикальными скобками — разброс экспериментальных значений. Начало расчетных кривых совмещалось со значениями $\sigma_3(0)$ — экспериментальными среднеквадратичными отклонениями флуктуаций логарифма интенсивности при $X = 0$ (коллимированный пучок). Расчетные значения определялись по формуле

$$\sigma_1(X) = \sigma_3(0) K(X; B).$$

Коэффициент $K(X; B)$ находился из рис. 1 б работы [7] при $B = 0,14$. Из рисунка видно, что экспериментальные и расчетные данные удовлетворительно совпадают. Выбросы отдельных точек можно объяснить изменением метеорологических условий при измерениях, продолжительность которых для одной кривой была равна 1,5—2 часам.

В заключение авторы приносят благодарность М. А. Каллистратовой и А. С. Гурвичу за полезное обсуждение результатов настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд Наука, М., 1967.
2. D. L. Fried, J. B. Seidman, J. Opt. Soc. Am., 57, № 2, 181 (1967).
3. R. A. Schmelzger, Quart. Appl. Math., 24, 339 (1967).
4. А. И. Кон, В. И. Татарский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 5, 870 (1965).
5. А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Н. С. Тиме, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 9, 1360 (1968).
6. A. L. Buck, Appl. Optics, 6, № 4, 703 (1967).
7. А. С. Гурвич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 1, 147 (1969).
8. С. С. Хмелевцов, Р. Ш. Цык, Тр. конференции по проблемам передачи информации лазерным излучением, Киев (в печати).
9. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 4, 717 (1965).

Сибирский физико-технический институт
при Томском государственном университете

Поступила в редакцию
24 апреля 1968 г.

УДК 535

О ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА

В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик

Лазерная техника в настоящее время развивается таким образом, что значительное увеличение мощности генерируемого света P_n происходит, как правило, при одновременном уменьшении длительности импульсов t_n . Так, например, существенное увеличение интенсивности света получено в лазерах с синхронизованными модами, генерирующих последовательности импульсов гигаватной мощности; длительность импульсов при этом уменьшилась до единиц пикосекунд. Возможности нелинейной оптики пикосекундных импульсов света широко обсуждаются в последнее время. В частности, представляет интерес выяснение оптимального соотношения длительности и мощности импульса (при заданной величине его энергии $W_n = \text{const}$) для подчеркивания или тушения того или иного нелинейного эффекта. В настоящей заметке этот вопрос обсуждается на примере вынужденного рассеяния света. Кроме того, здесь рассмотрены особенности рассеяния последовательности мощных импульсов, связанные с накапливающимися изменениями параметров среды.

При обратном рассеянии, обсуждаемом ниже, можно рассматривать два предельных случая, в одном из которых (I) пространственная протяженность исходного импульса существенно больше длины L рассеивающего объема, а в другом (II) — существенно меньше. В первом случае процесс вынужденного рассеяния является след-

Наряду с пикосекундными импульсами света могут генерироваться, как известно, последовательности гигантских (наносекундных) импульсов [1].