

УДК 621.378.325

ДЕФОКУСИРОВКА И ФЛУКТУАЦИИ СМЕЩЕНИЯ СФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В АТМОСФЕРЕ

М. А. Каллистратова, В. В. Покасов

Приводится методика и результаты измерения турбулентной дефокусировки и смещения сфокусированного пучка излучения от газового лазера ($\lambda = 0,63 \text{ мк}$) на приземных трассах длиной 250 и 1750 м в условиях сильных флукутаций амплитуды. Исследовано расширение пучка по сравнению с дифракционным в неподвижной системе координат и в системе координат, связанной со световым центром тяжести, и дисперсия флукутаций смещения центра тяжести пучка в зависимости от флукутаций разности фаз на исходной апертуре пучка. Полученные зависимости находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетными формулами и позволяют оценить уменьшение интенсивности света в фокусе лазерного прожектора по сравнению с интенсивностью в среде без флукутаций показателя преломления.

При расчете инженерных систем, использующих сфокусированные пучки излучения ОКГ в атмосфере, необходимо учитывать влияние турбулентных флукутаций показателя преломления атмосферы, приводящее к увеличению размера сфокусированного пятна по сравнению с дифракционным размером, т. е. к дефокусировке, а также к флукутациям положения светового центра тяжести пятна. Оба эти эффекта способствуют значительному уменьшению мгновенной и средней интенсивности излучения в плоскости приема сфокусированного пучка по сравнению с интенсивностью в невозмущенной среде. Непосредственной причиной, вызывающей дефокусировку и смещение пучка, является искажение волнового фронта пучка, обусловленное в основном фазовыми флукутациями.

Об измерении турбулентной дефокусировки и смещения лазерного пучка упоминается в работе [1], где измерения носили методический характер и зависимость от параметров трассы и турбулентности атмосферы не учитывалась.

Теоретическое исследование дефокусировки и смещения, не связанное с ограничением малости флукутаций интенсивности, проведено в работах [2-4]. В этих работах рассматривается пучок излучения со следующим распределением комплексной амплитуды по выходной апертуре:

$$U_0(0, \rho) = U_0 \exp \left[-\frac{\rho^2}{2a_0^2} - \frac{ik\rho^2}{2F} \right] \quad (1)$$

(где ρ — модуль радиуса-вектора на выходной апертуре излучателя, F — фокусное расстояние оптической фокусирующей системы, $k = 2\pi/\lambda$, $2a_0$ — эффективный диаметр пучка), и получены приведенные ниже расчетные формулы.

1) Дисперсия угловых флукутаций смещения центра тяжести пучка σ_c^2 связана с дисперсией флукутаций направления распространения сферической волны $\langle \alpha^2 \rangle^{cf}$ [2] соотношением

$$\sigma_c^2 \equiv \frac{\langle (Y_{цт} - \langle Y_{цт} \rangle)^2 \rangle}{F^2} \equiv \frac{\langle (X_{цт} - \langle X_{цт} \rangle)^2 \rangle}{F^2} = \frac{6}{7} \langle \alpha^2 \rangle^{сф}, \quad (2)$$

где $\langle \alpha^2 \rangle^{сф}$, согласно [5], равно

$$\langle \alpha^2 \rangle^{сф} \equiv \frac{3}{8} \frac{D_S^n(2a_0)}{k^2(2a_0)^2} = 1,05 C_n^2 L (2a_0)^{1/3}. \quad (3)$$

Здесь $D_S^n(2a_0) = 2,9k^2 C_n^2 L (2a_0)^{5/3}$ — структурная функция флуктуаций фазы плоской волны на базе $2a_0$; $L \equiv F$ — путь распространения, совпадающий в случае сфокусированного пучка с фокусным расстоянием системы; $Y_{цт}$, $X_{цт}$ — декартовы координаты центра тяжести интенсивности $I(x, y)$,

$$Y_{цт} = \frac{\int\int_{-\infty}^{\infty} y I(x, y) dx dy}{\int\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (4)$$

аналогично выражение для $X_{цт}$. Формула (2) справедлива при тех же условиях, что и формула (3) (см. [5]), и, кроме того, необходимо, чтобы $ka_0^2 \gg L$. Последнее неравенство обычно имеет место при фокусировке.

2) Отношение средней интенсивности $\langle I \rangle$ в плоскости $L = F$ на оптической оси фокусирующей системы к средней интенсивности в центре сфокусированного пучка в среде без флуктуаций I_0 при условии

$$D_S^n(2a_0) \gtrsim 50 \quad (5)$$

равно [2, 3]

$$\langle I \rangle / I_0 = 8,2 \{D_S^n(2a_0)\}^{-6/5}, \quad (6)$$

а отношение средней интенсивности в световом центре тяжести сфокусированного пятна I_c к I_0 (при том же условии (5)), как следует из [2],

$$I_c / I_0 = [\langle I \rangle / I_0] (1 + 2 \{D_S^n(2a_0)\}^{-1/5}). \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) являются асимптотическими. Отношения $\langle I \rangle / I_0$ и I_c / I_0 при малых значениях $D_S^n(2a_0) < 50$ рассчитаны на ЭВМ и приведены в [2] в виде графиков.

Отметим, что, согласно формуле (6), средняя интенсивность на оси пучка при выполнении условия (5) не зависит от выходной апертуры источника $2a_0$. Действительно, подставляя в (6) значения D_S^n и $I_0 = P_0 a_0^2 k^2 / \pi F^2$ [6] (где $P_0 = \pi a_0^2 u_0^2$ — полный поток через выходную апертуру), имеем

$$\langle I \rangle = \frac{0,18 P_0}{k^{2/5} C_n^{12/5} F^{16/5}}.$$

Таким образом, при условии (5) увеличение выходной апертуры не приводит к улучшению фокусировки.

Исходя из формул (6) и (7), можно рассчитать также эффективный диаметр $\langle d_{эфф} \rangle$ сфокусированного пятна, считая

$$\langle I \rangle \Sigma_{эфф} = I_0 \Sigma_0 = P_0, \quad (8)$$

где $\Sigma_{эфф}$ — эффективная площадь размытого турбулентного пятна, Σ_0 — эффективная площадь невозмущенного пятна. При этом

$$\frac{d_{\text{эфф}}}{d_0} = \sqrt{\frac{I_0}{\langle I \rangle}}, \quad (9)$$

где d_0 — эффективный диаметр дифракционного пятна. Как показано [3, 4], при очень малых и очень больших значениях D_S^n ($D_S^n(2a_0) < 1$ и $D_S^n(l_0) > 1$, где l_0 — внутренний масштаб турбулентности) среднее распределение интенсивности в плоскости приема является гауссовым. При выполнении (1) и при промежуточных значениях D_S^n распределение интенсивности, вычисленное в [2], не сильно отличается от гауссова, поэтому при измерении реальной дефокусировки можно в качестве $d_{\text{эфф}}/d_0$ принимать отношение расстояний между точками, в которых средняя интенсивность равна 1/2 от максимальной, т. е. отношение «полуширин» пятна. При обработке наших результатов измерений мы пользовались этим определением.

Все измерения производились в июле—августе 1968 и 1969 гг. на горизонтальных трассах в открытой степи на Цимлянской научной станции Института физики атмосферы АН СССР. Длина трассы L и средняя высота над поверхностью почвы z составляли: $L_1 = 250$ м, $z_1 = 0,75$ м, $L_2 = 1750$ м, $z_2 = 2$ м.

Два варианта блок-схемы приемной установки для измерения величин $\langle I \rangle/I_0$, I_c/I_0 и σ_c^2 представлены на рис. 1 а, б. При помощи плоского вращающегося зеркала (1) проводилось сканирование лазерного пучка по вертикальной щели (3), за которой устанавливался фотоумножитель (ФЭУ-38) (5). При измерениях на трассе 250 м, когда размер размытого пятна в фокусе не превышал величины $d_{\text{эфф}} = 5$ см, вращающееся зеркало ставилось на пути прямого пучка, а для уменьшения размеров пучка до размеров фотокатода ФЭУ между щелью и ФЭУ устанавливалась оптическая система (2), сжимающая пучок в 5 раз. При измерениях на трассе 1750 м, когда величина $d_{\text{эфф}}$ достигала 40 см, на пути пучка ставился экран (9) и изображение сфокусированного пятна на экране переносилось объективом (2) на щель (3) с уменьшением в 40 раз. Измерения индикатрисы рассеяния экрана показали, что ошибки в интенсивности за счет некоторой вытянутости индикатрисы в направлении зеркального отражения пучка не превышают 8—10%.

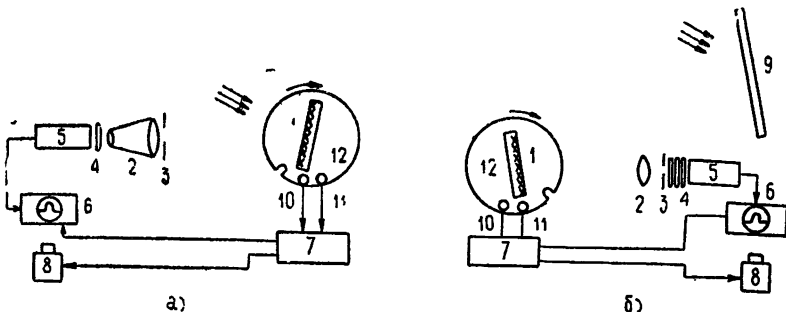


Рис. 1. Блок-схемы приемной установки для исследования дефокусировки пучка: а) на трассе 250 м; б) на трассе 1750 м; 1 — вращающееся зеркало; 2 — линза; 3 — щель; 4 — интерференционные светофильтры; 5 — фотоумножитель; 6 — осциллограф; 7 — синхронизатор; 8 — кинокамера РФК-5; 9 — экран; 10, 11 — фотодиоды; 12 — диск с прорезью.

В результате пробегания пятна или его изображения поперек щели изменения тока ФЭУ I во времени пропорциональны изменению величины светового потока, проходящего через щель:

$$J \sim \int_{-\delta/2}^{\delta/2} dx \int_{-l/2}^{l/2} I(x, y) dy, \quad (10)$$

где $I(x, y)$ — мгновенная интенсивность в плоскости приема, l — длина щели, δ — ширина щели, которые выбираются из условия

$$l \gg d_{эфф} \gg \delta. \quad (11)$$

При выполнении условия (11) пределы по y в интеграле (10) можно заменить бесконечными, а для вычисления интеграла по x — воспользоваться теоремой о среднем. Сигнал с ФЭУ подавался на осциллограф (6), экран которого фотопластировался с частотой 1 гц либо 2 гц на киноплёнку. Ждущая развертка осциллографа (скорость развертки $0,1 \div 1 \text{ мсек} \cdot \text{см}^{-1}$) запускалась импульсом от синхронизатора (7). Датчиком синхронизатора являлся фотодиод (10) со специальным осветителем, который перекрывался диском с прорезью (12), укрепленным на оси вращения зеркала. Второй фотокатод (11) служил для открытия затвора фотокамеры перед запуском развертки.

Точность срабатывания синхронизатора обеспечивала возможность определения выбранной щелью координаты на световом пятне относительно фиксированной неподвижной точки с угловой точностью (определяемой от передающего пункта) не хуже $0,15''$ для трассы 250 м и $0,02''$ для трассы 1750 м. Скорость вращения зеркала составляла $5 \text{ об} \cdot \text{сек}^{-1}$ на трассе 250 м и $10,6 \text{ об} \cdot \text{сек}^{-1}$ на трассе 1750 м. Такая скорость вращения при принятых расстояниях между зеркалом и щелью (или между вращающимися зеркалом и экраном) обеспечивала пробегание пятна по щели при наибольшем размытии за время $\tau = 1,5 \text{ мсек}$ при $L_1 = 250 \text{ м}$ и $\tau = 3 \text{ мсек}$ при $L_2 = 1750 \text{ м}$, что позволило рассматривать единичную фотопластину экрана осциллографа как мгновенный разрез пятна вертикальной щелью.

Особое внимание на приемном конце трассы было обращено на ликвидацию фона от рассеянного солнечного света, поскольку основные измерения производились в солнечные дни. Используя длинную бленду и интерференционные светофильтры, удалось свести фон, создаваемый подсветкой, до 5—10% от интенсивности в центре пятна. Этот фон фотопластировался в начале и в конце каждой серии измерений.

Источником света на трассе служил гелий-неоновый лазер на волне $\lambda = 0,63 \text{ мк}$, работающий в режиме осевых мод. Фокусирующая оптическая система имела при $F = 250 \text{ м}$ выходную апертуру 20 см и, как показали специальные измерения, не ограничивала существенно пучок. Распределение интенсивности на выходе системы подчинялось закону

$$I(\rho) = I_0 \exp(-\rho^2/a_0^2), \quad (12)$$

где $2a_0$ для нашей системы равнялось $9,3 \text{ см}$. На трассе $F = 1750 \text{ м}$ использовалась зеркальная фокусирующая система с выходной апертурой 50 см. Распределение интенсивности на ее выходе также являлось гауссовым с параметром $2a_0 = 30,2 \text{ см}$.

Теоретическое распределение интенсивности в фокальной плоскости системы в отсутствие турбулентности вычислялось по формуле [6]

$$I = I_0 \exp(-\rho^2 k^2 a_0^2 / F^2), \quad (13)$$

эффективный диаметр дифракционного изображения —

$$d_0 = \sqrt{-\ln 0,5 F / k a_0}, \quad (14)$$

что в угловых секундах составляло $d_0 = 0,75''$ для $L = 250$ м и $0,22''$ для $L = 1750$ м. Реальный размер освещенного пятна, измеренный при наилучших условиях распространения, превышал величину d_0 в несколько раз из-за несовершенства оптической системы и достигал соответственно $1,5''$ и $9''$.

Измерения проводились в дневное, вечернее и ночное время сериями продолжительностью 3 мин каждая. Данные каждой серии измерений представлялись в виде киноплёнки с осциллограммами мгновенных разрезов интенсивности пучка узкой щелью. Все измерения сопровождалось определением структурной характеристики флуктуаций показателя преломления C_n^2 по методике [7]. По известным значениям C_n^2 в соответствии с (3) вычислялась структурная функция фазы D_S^n и дисперсия флуктуаций $\langle \alpha^2 \rangle^{CF}$ направления распространения.

Обработка осциллограмм проводилась путем отцифровки мгновенных профилей интенсивности и расчетов на ЭВМ. Для каждого профиля определялся центр тяжести по формуле (4) и затем по 100—300 значениям вычислялась дисперсия центра тяжести для каждой серии.

На рис. 2 приведена зависимость среднеквадратичного значения смещения центра тяжести пучка в угловых секундах для трасс 250 и 1750 м от теоретического значения, рассчитанного по формулам (2) и (3). Сплошная прямая означает полное совпадение. Из графика видно, что теория вполне удовлетворительно описывает флуктуации сфокусированного пучка.

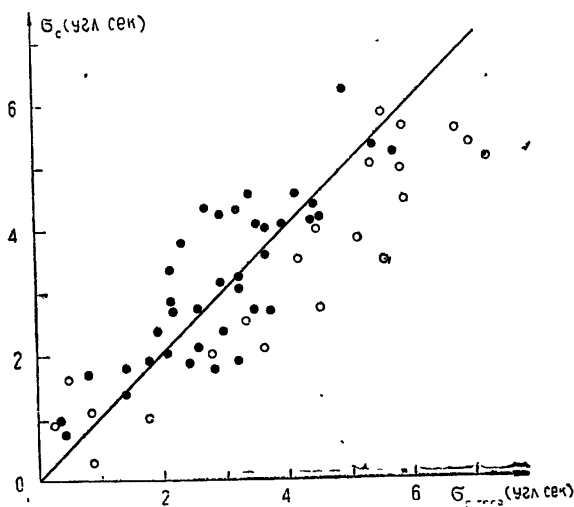


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичного значения смещения центра тяжести в угловых секундах от теоретической величины смещения, рассчитанного по формулам (2), (3);

●●● — $L=250$ м,
○○○ — $L=1750$ м.

При больших значениях величины $\sigma_0^2 = 0,31k^{7/6} L^{1/6} C_n^2$ (на трассе 1750 м σ_0^2 изменялась в пределах $\sigma_0^2 = 2 \div 60$) экспериментальные точки лежат несколько ниже теоретической кривой, что согласуется с замечанием [3] о возможности уменьшения флуктуаций смещения в области сильных флуктуаций (где $\sigma_0^2 \gg 1$) по сравнению с расчетом по формулам (2), (3). Однако это уменьшение лежит в пределах разброса экспериментальных точек.

Для определения величины $d_{эфф}$ строились средние профили интенсивности в неподвижной системе координат (усреднение производилось при фиксированном начале отсчета) и в системе координат жестко связанной с центром тяжести интенсивности. Затем определялась «полуширина» усредненного профиля, которая принималась за $d_{эфф}$. Затем полученные данные сравнивались с вычислениями по формулам (9), (6), (7).

Отметим, что формула (9) получена для разреза интенсивности, а наши осциллограммы представляли собой распределения интенсивности, проинтегрированные щелью (формула (10)). Однако для гауссова распределения интенсивности (к которому были близки реализовавшиеся профили) оба распределения совпадают.

На рис. 3 приведены зависимости $d_{эфф}/d_0$ от $\sqrt{D_s^n}$ для подвижной и неподвижной систем координат. Сплошной и пунктирной линиями проведены теоретические зависимости по асимптотическим формулам (6) и (7) для $D_s^n > 50$, а для области $D_s^n < 50$ — по результатам численного интегрирования [2]. Для каждой серии измерений нанесены значения $d_{эфф}/d_0$ для подвижной и неподвижной систем координат. Из этого рисунка видно, что, несмотря на значительный разброс данных*, в целом они довольно хорошо подчиняются расчетным закономерностям. Различие в эффективной ширине пучка в неподвижной и подвижной системах координат в соответствии с теорией незначительное, т. е. ослабление интенсивности в основном зависит от дефокусировки, а не от флуктуаций положения пучка. График 3 приведен в безразмерных координатах, поэтому им можно пользоваться для любых конкретных условий при известных значениях $2a_0$, F , k и C_n^2 . Укажем, что при наибольшей интенсивности турбулентности угловая эффективная ширина пучка на обеих трассах доходила до $50''^{**}$.

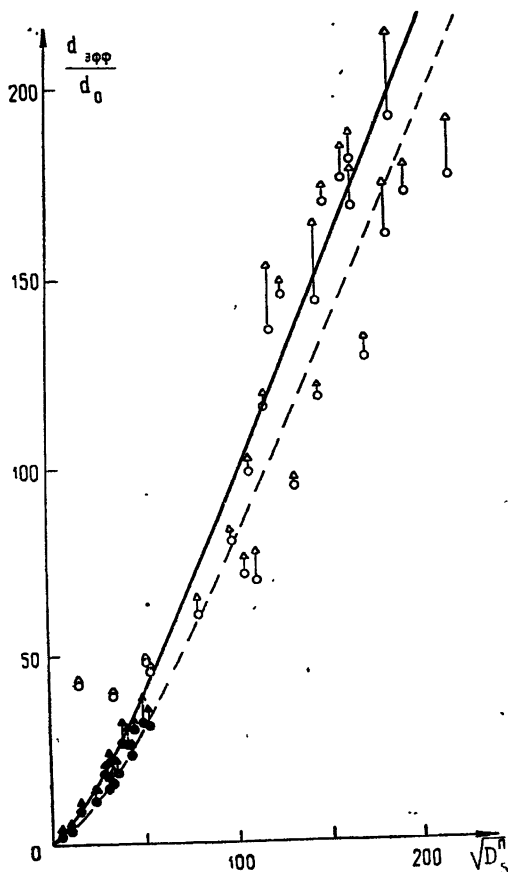


Рис. 3. Сравнение эффективных диаметров пучков в подвижной и неподвижной системах координат с дифракционными для трасс 250 м ● и 1750 м ○. Сплошная кривая — теоретическая для неподвижной системы координат, ей соответствуют экспериментальные точки $\triangle\triangle\triangle$ и $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$; пунктирная кривая — теоретическая для случая подвижной системы координат, к ней относятся точки $\circ\circ\circ$ и $\bullet\bullet\bullet$.

* Большой разброс данных на рис. 2 и 3 в первую очередь обусловлен, по-видимому, тем, что вместо определения среднего значения $\langle C_n^2 \rangle$ на всей трассе мы пользовались значением C_n^2 , измеренным в одной точке. Как показывает сравнение выборочных одновременных измерений C_n в двух концах довольно однородной трассы L_2 (высота трассы менялась от 1,5 до 3 метров, не считая одного узкого оврага поперек трассы шириной 50 м и глубиной около 5 м), C_n может отличаться на концах трассы на 30%.

** Одинаковый порядок угловых величин как максимальных эффективных диаметров пучка, так и наибольших его смещений на двух трассах, длина которых отличается в 7 раз, связан с «удачно» подобравшейся комбинацией высоты трасс (от которой зависит величина C_n^2 [8]).

На рис. 4 представлена для подвижной системы координат зависимость $I_c/I_0 = (d_0/d_{эфф})^2$ от D_S^n , построенная по большему числу данных, чем рис. 3 (значения $d_{эфф}$ в подвижной системе координат получались в результате упрощенной обработки без полной опцифровки осциллограмм). Сплошная линия соответствует теоретической зависимости (7). На этом же графике слева для $L = 250$ м и справа для $L = 1750$ м нанесены дополнительные шкалы для определения отношения интенсивности в центре размытого сфокусированного пучка к интенсивности в центре невозмущенного коллимированного пучка диаметром $2a_0$ (значения $I_c/I_{коллим} = 1$ отмечены пунктирными линиями).

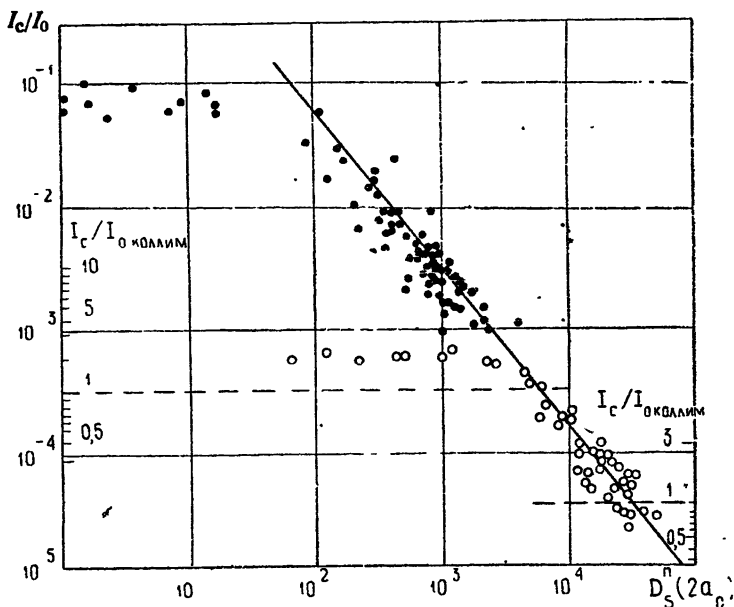


Рис. 4. Уменьшение средней интенсивности в центре тяжести сфокусированного пучка по сравнению с интенсивностью в случае идеального дифракционного изображения. Прямой проведена теоретическая зависимость. Слева (для $L = 250$ м) и справа (для $L = 1750$ м) нанесены шкалы, дающие отношение средней интенсивности в центре тяжести возмущенного сфокусированного пучка к интенсивности в коллимированном пучке диаметра $2a_0$;

●●● — $L = 250$ м, ○○○ — $L = 1750$ м.

Из графика видно, что на трассе 250 м даже при наибольшей турбулентности фокусировка увеличивает концентрацию энергии в точке приема по сравнению с коллимированным пучком. На трассе 1750 м при значениях C_n порядка $1,6 \cdot 10^{-7}$ (при этом $D_S^n \approx 30000$ и $\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle_{сф}} = 6''$) интенсивность в центре становится меньше, чем у коллимированного пучка диаметром $2a_0$, и размер размытого пятна превышает размер выходной апертуры, т. е. фокусировка не эффективна.

Таким образом, экспериментальные данные показывают значительное влияние турбулентности на уменьшение интенсивности в центре сфокусированного пучка в реальных условиях. Для учета этого влияния можно использовать теоретические расчетные формулы (2), (6), (7).

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. С. Гурвичу за постановку задачи и внимание к работе, а также А. И. Кону за полезные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. R. Ochs, C. G. Little, Proc. Conf. Troposph. Wave Propagation, 1968, London, IEE, 1968, p. 199.
2. А. И. Кон, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 1, 61 (1970).
3. В. И. Татарский, Препринт, АН СССР, Москва, 1970.
4. В. И. Кляцкин, В. И. Татарский, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 7, 1061 (1970).
5. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
6. R. A. Schmeltzer, Quart. Appl. Math., 24, № 4, 339 (1967).
7. М. А. Каллистратова, Д. Ф. Тимановский, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 7, № 1, 73 (1971).
8. Л. Р. Цванг, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 10, 1594 (1963).

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
23 июля 1970 г.

DEFOCUSING AND SHIFT FLUCTUATIONS OF FOCUSED LASER BEAM
IN THE ATMOSPHERE

M. A. Kallistratova, V. V. Pokasov

There are given the methods and results of measuring the turbulent defocusing and shifts of the focused radiation beam of the gas laser ($\lambda=0.63\ \mu$) on 250 and 1750 m traces near the Earth under the conditions of strong amplitude fluctuations. The beam broadening as compared with the diffraction one in the immovable coordinate system and in the coordinate system connected with the light gravity center is investigated, as well as the dispersion of fluctuations of the beam gravity center as a function of the phase difference fluctuations in the initial beam aperture. The dependences obtained agree well with the theoretical calculated formulas and permit an estimation of the light intensity decreasing in the laser projector focus as compared with that in a medium without the refractive index fluctuations.
