

В.А. Банах, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

СРЕДНЯЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ОТРАЖЕННОЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ ВОЛНЫ

Представлены результаты экспериментального исследования средней интенсивности сферической волны, отраженной от дифракционно ограниченного отражателя. Измерения были проведены как на коррелированной трассе (когда падающие и отраженные волны проходят через одни и те же неоднородности среды), так и при значительном разное путей распространения волны в прямом и обратном направлениях.

Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с имеющимися теоретическими результатами и установлено, что в зависимости от размера отражателя вследствие корреляции встречных волн может происходить как усиление, так и ослабление интенсивности на оси отраженного пучка по сравнению с распространением на некоррелированной трассе.

Особенности распространения волн в случайных средах на трассах с отражением определяются корреляцией встречных волн, проходящих через одни и те же неоднородности показателя преломления. Это приводит к перераспределению энергии в отраженной волне и может проявляться в увеличении средней интенсивности в направлении «строго назад» по сравнению с распространением на трассе той же длины, но без отражения (эффект усиления обратного рассеяния), а также к увеличению флуктуаций и сохранению корреляции интенсивности отраженной волны при неограниченном разнесении точек наблюдения и т.п.

Эффекты корреляции встречных волн изучены достаточно подробно [1–3] в случае отражателей с «плавающими» границами, когда амплитуда коэффициента отражения плавно убывает к краям отражателя по гауссовому закону и в случае «точечных» и «безграничных» отражателей. В то же время на практике используются отражатели, имеющие, как правило, конечные размеры с постоянным по всей поверхности коэффициентом отражения. В этой ситуации существенную роль играют дифракционные эффекты на краях отражателя, так как после отражения в среде распространяется пучок кольцеобразной формы с меняющимся на пути распространения распределением интенсивности в поперечном сечении, с максимумами и минимумами, чередующимися в пространстве на оси пучка. Поэтому флуктуации интенсивности определяются не только интерференцией случайных лучей, а в большей степени неоднородностью распределения интенсивности в сечении пучка и его качанием как целого. В такой постановке вопрос был рассмотрен теоретически в [4], где было показано, что учет дифракции на краях отражателя изменяет характер проявления эффекта усиления обратного рассеяния. Средняя интенсивность на оси пучка по сравнению с распространением на двойной трассе в одном направлении может как увеличиваться, так и уменьшаться в зависимости от размера отражателя.

В данной статье представлены экспериментальные результаты исследования эффекта усиления обратного рассеяния в зависимости от условий дифракции падающего излучения на краях отражателя. По сравнению с [5] в эксперименте был увеличен набор размеров отражателей и более тщательно подобраны значения их диаметров для сравнения результатов эксперимента с расчетами [4].

Для количественной оценки эффекта усиления обратного рассеяния удобно ввести величину

$$N(R) = \langle I^R(x_0, R) \rangle / \langle I^R(x_0, R) \rangle_{\text{некор}},$$

где через $\langle I^R(x_0, R) \rangle$ обозначена средняя интенсивность отраженной волны в точке R плоскости источника $x' = x_0$, а через $\langle I^R(x_0, R) \rangle_{\text{некор}}$ – средняя интенсивность той же волны, но прошедшей трассу до отражателя в плоскости $x' = x$ и обратно по некоррелированным, разнесенным в пространстве путям. В эксперименте интенсивности $\langle I^R(x_0, R) \rangle$ и $\langle I^R(x_0, R) \rangle_{\text{некор}}$ измерялись одновременно как функции дифракционного параметра $\Omega_r = ka_r^2/L$, где a_r – радиус отражателя;

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $L = x - x_0$ – длина трассы ($\Omega_r = 3,14n$, n – размер отражателя в зонах Френеля).

Кратко остановимся на условиях и методике проведения эксперимента, подробно описанных в [5]. Исследования проводились в искусственной турбулентной среде, моделирующей условия развитой конвекции [6]. Излучение лазера с $\lambda = 0,63$ мкм формировалось в квазисферическую волну, которая, пройдя слой турбулентной неоднородной среды, отражалась от передней грани светоделительного оптического кубика и возвращалась строго назад в плоскость источника на приемник. Часть излучения, отраженная от диагонали кубика, возвращалась на другой приемник параллельно падающей волне таким образом, что падающая и обратная волны не коррелировали друг с другом. Сигналы принимались на ФЭУ и после усиления обрабатывались на ЭВМ.

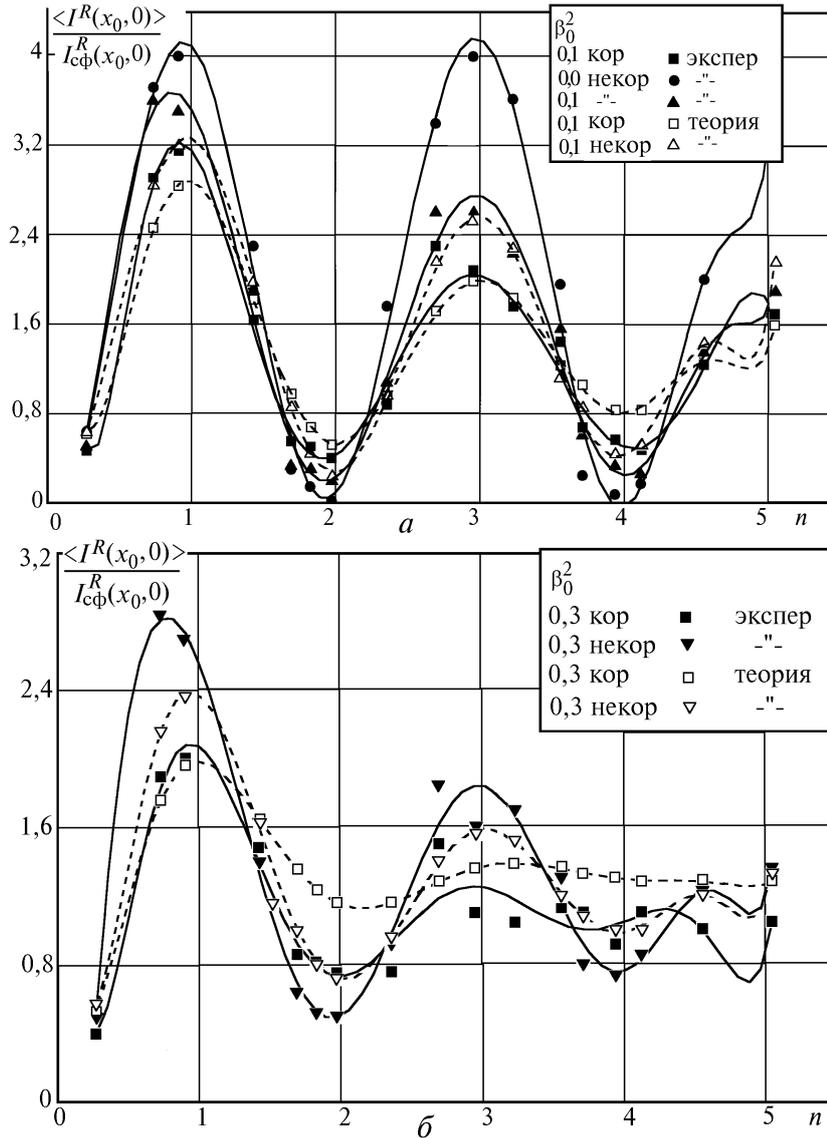


Рис.1. Зависимость средней интенсивности от размера отражателя при $\beta_0^2=0, 0,1$ (а) и $\beta_0^2=0,3$ (б)

Рассчитывались средние значения и дисперсия флуктуаций интенсивности в обоих каналах одновременно. Средняя интенсивность анализировалась в зависимости от размера отражателя и уровня турбулентности на трассе. Размер отражателя определялся радиусом диафрагмы, установленной вплотную к отражателю и варьировался в пределах $1 < \Omega_r < 16$, что

составляло 0,27–5 зон Френеля. Обобщенный параметр турбулентности $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ рассчитывался для однократного прохождения пучка в неоднородной среде. Значения C_n^2 определялись по флуктуациям угла прихода плоской волны от дополнительного источника. В данной статье в отличие от [5] при расчете C_n^2 учитывалось влияние мелкомасштабных неоднородностей, приводящее к уменьшению измеренных значений вдвое [7, 8].

На рис. 1 представлена зависимость средней интенсивности отраженной волны от размера отражателя при $\beta_0^2 = 0; 0,1; 0,3$. Значения интенсивности нормированы на среднюю интенсивность сферической волны, отраженной от безграничного отражателя в однородной среде. Рис. 1 показывает, что дифракционная картина, четко выраженная для однородной среды ($\beta_0^2 = 0$), размывается под влиянием турбулентности. Корреляция падающей и отраженной волн приводит к большему размытию дифракционной картины по сравнению с прохождением луча в прямом и обратном направлениях по некоррелированным путям.

Таким образом, в случае использования отражателей с размерами, кратными целому четному числу зон Френеля (на приемном конце в распределении интенсивности на оси темное пятно), при усилении турбулентности наблюдаются абсолютное увеличение средней интенсивности на оси пучка и более высокий уровень интенсивности на коррелированной трассе по сравнению с некоррелированной (относительное усиление). Соответственно, при использовании отражателей с размерами, кратными целому нечетному числу зон Френеля (в плоскости приема на оси светлое пятно), происходит уменьшение интенсивности на оси пучка, и уровень интенсивности на коррелированной трассе ниже, чем на некоррелированной (относительное ослабление). В промежуточных ситуациях (n – нецелое) возможно как увеличение, так и уменьшение средней интенсивности в зависимости от конкретного размера отражателя. Из рис. 1 видно хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими данными.

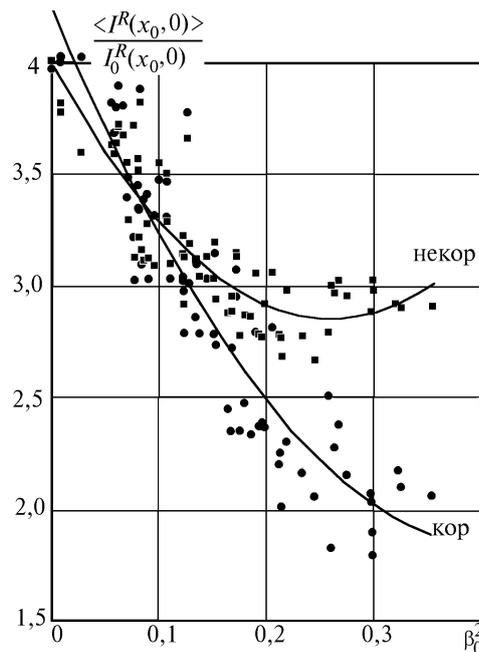


Рис. 2. Изменение интенсивности на коррелированной и некоррелированной трассах для отражателя размером в одну зону Френеля

Оценить абсолютное и относительное изменение интенсивности можно по рис. 2, где приведена одна из реализаций средней интенсивности на коррелированной и некоррелированной трассах в зависимости от уровня турбулентности для отражателя с размером в одну зону Френеля ($n \approx 1$). Значения интенсивности нормированы на интенсивность на оси пучка в однородной среде ($\beta_0^2=0$). Таким образом, по оси ординат отложен коэффициент абсолютного изменения интенсивности на коррелированной и некоррелированной трассах, а отношение его значений при одинаковом β_0^2 определяет относительное изменение интенсивности. Сплошные линии на рисунке – обработка экспериментальных данных методом наименьших квадратов. Как видно

из рис. 2, при отражателе размером $n \approx 1$ средняя интенсивность на оси коррелированного пучка при усилении турбулентности уменьшается быстрее, чем на оси некоррелированного пучка.

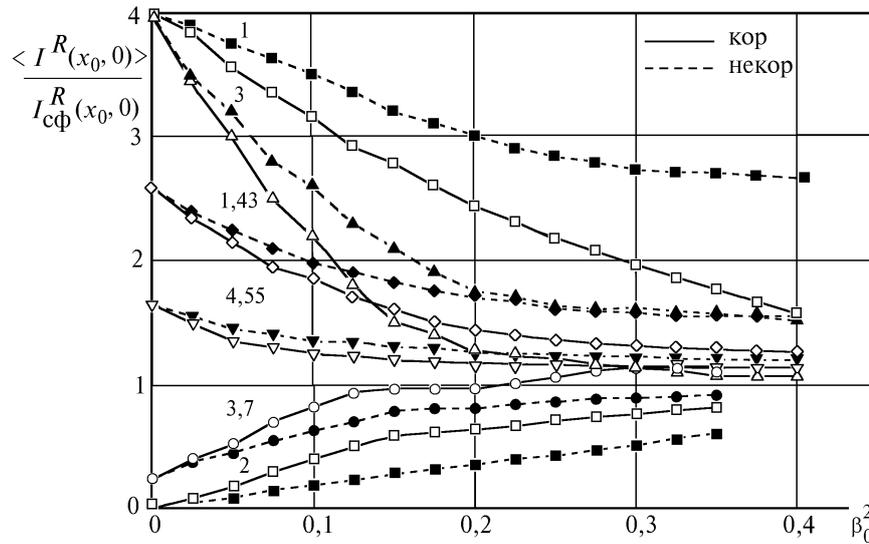


Рис. 3. Зависимость средней интенсивности от уровня турбулентности на трассе

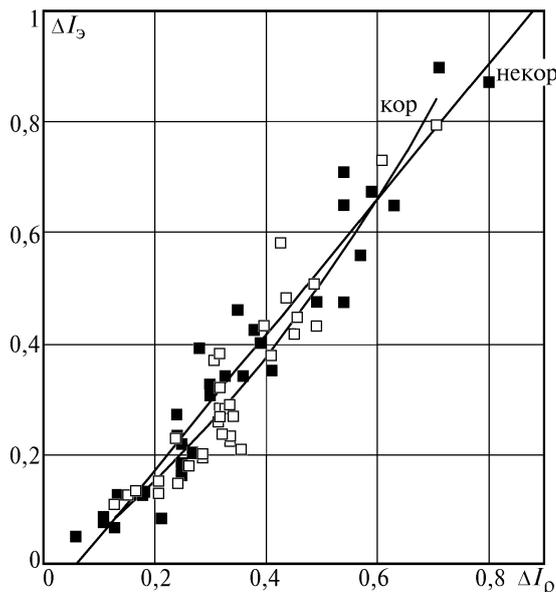


Рис. 4. Сравнение измеренных и рассчитанных значений средней интенсивности

На рис. 3 приведены данные измерений средней интенсивности как функции параметра β_0^2 для 6 размеров отражателей, охватывающих крайние ситуации эксперимента. Нормировка значений интенсивности та же, что и на рис. 1, цифрами указаны размеры отражателей в зонах Френеля. Из рис. 3 видно, что, начиная с некоторого уровня β_0^2 , средняя интенсивность насыщается как на коррелированной, так и на некоррелированной трассах. Насыщение на постоянном уровне при отражении от отражателя с размером, неравным целому числу зон Френеля, происходит при меньших β_0^2 , чем в случае отражателя с размером, кратным целому числу n . Это, по-видимому, объясняется тем, что в первом случае перепад интенсивности в дифракционном распределении в плоскости приемника при $\beta_0^2 = 0$ меньше, чем во втором. При увеличении размера отражателя и усилении турбулентности уровни насыщения интенсивности

стремятся к значению средней интенсивности сферической волны, отраженной от безграничного отражателя.

Сравнение рассчитанных и измеренных значений средней интенсивности на обеих трассах при $\beta_0^2 = 0,1$ и $0,3$ для всех размеров отражателей, задававшихся в эксперименте, приведено на рис. 4. Сплошные линии на рисунке – линии регрессии. Рассчитанный коэффициент корреляции равен $0,9$.

Экспериментальные и расчетные данные отличаются на постоянный множитель, т.е. в эксперименте наблюдается более слабая зависимость от уровня турбулентности, чем это следует из результатов расчета. Причиной этому могут быть завышенные в эксперименте значения β_0^2 или другие неучтенные факторы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 95-02-03646-а).

1. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 3. С. 501–527.
2. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. С. 50–68.
3. Банах В.А., Миронов В.Л. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 1–2. С. 50–68.
4. Банах В.А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 4. С. 369–376.
5. Банах В.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 11–12. С. 1530–1535.
6. Лукин В.П., Сазанович В.М. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1978. Т. 14. N 11. С. 1212–1215.
7. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 227 с.
8. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
21 апреля 1995 г.

V. A. Banakh, V. M. Sazanovich, R. Sh. Tsvyk. Mean Intensity of a Wave Reflected in Turbulent Medium.

The experimental results are presented on mean intensity of a spherical wave reflected from reflector of finite diffractive size. The measurements were carried out both on correlative path (when direct and return waves pass through one and the same inhomogeneities of a medium) and on the path with significant spacing between the ways of propagation of direct and return waves. The experimental results obtained were compared with the theoretical ones, and it was found that due to correlation of opposing waves both amplification of mean intensity on reflected beam axis and its reduction as compared to that on uncorrelative path can take in depending on the reflector size.