

01;07;09

©1994

АНОМАЛЬНАЯ z -ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯ КОРРЕКЦИИ УГЛОВОЙ АБЕРРАЦИИ И ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Ф. Ф. Барышников

1. Проблема передачи энергии на геостационарные спутники (см., например, [1]) становится актуальной в связи с перспективой создания источников мощного излучения высокого оптического качества — лазеров на свободных электронах [2]. Угловая абберрация излучения, пришедшего от лазера-маяка, установленного на спутнике, приводит к тому, что после фазового сопряжения возвращаемый луч проходит мимо спутника на расстоянии нескольких сотен метров [3]. В работе [3] предложено ввести дополнительный поворот волнового фронта для компенсации угловой абберрации, а в [4] в рамках приближения геометрической оптики (МГО) сделаны оценки влияния этого поворота на параметры излучения. Поскольку характерные толщины атмосферы являются предельными для применения МГО, во всяком случае для одностороннего прохода, ниже, для оценки роли дифракционных эффектов в описанной задаче, используется метод плавных возмущений (МПВ) [5]. Результаты работы демонстрируют необычную зависимость параметров волны от толщины слоя z , что может оказаться существенным для реализации проекта [1] передачи энергии на геостационарные спутники.

2. Уравнение Рытова для комплексной фазы излучения, проходящего через турбулентную атмосферу, имеет вид [5]

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} \Phi = \frac{ik}{2} \varepsilon. \quad (1)$$

Решая (1) для первого прохода, используем полученное решение после фазового сопряжения и поворота на угол γ в качестве начального условия для второго прохода (см., например, [6], стр. 273). В результате после стандартной процедуры, описанной, например, в [57], стр. 209, получим в инерционном интервале турбулентности для дисперсии фазы D_s

и уровня D_χ

$$D_{s,\chi}(A, N) = A \int_0^\infty d\kappa \cdot \kappa^{-11/3} \int_0^\kappa d\eta [1 - J_0(\eta)] \cdot B \left(\frac{\kappa(\kappa - \eta)}{2N} \right), \quad (2)$$

где $B(x) = \cos^2(x)$, $\sin^2(x)$ для фазы и уровня соответственно, $N = \gamma^2 k z$, $A = (\gamma z / \rho_0)^{5/3}$, $\rho_0 = 1.3(k^2 C_\epsilon^2 z)^{-3/5}$; C_ϵ^2 — структурная константа показателя преломления, z — толщина турбулентного слоя. Можно показать, что для описания турбулентности инерционным выражением ($\propto \kappa^{-11/3}$) необходимо

$$\kappa_m^{-1} \lesssim \gamma z \lesssim \kappa_0^{-1}, \quad (3)$$

где $\kappa_m = 2\pi/l_0$, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, l_0, L_0 — внутренний и внешний масштабы турбулентности. Если положить $\gamma = 1.7 \cdot 10^{-5}$ [3], $l_0 \sim 1$ см, $L_0 \sim 1$ м [5], то из (3) получаем условие $10^2 \lesssim z \lesssim 10^4$, что перекрывает толщину турбулентно активного слоя $z \lesssim 10^4$ м.

В пределе коротких длин волн ($N \gg 1$) из (3) получаем

$$D_s(A, N) \simeq D_s(A) \cdot \left(1 - (2N)^{-5/6}\right) \propto k^2 C_\epsilon^2 \gamma^{5/3} z^{8/3},$$

$$D_\chi(A, N) \simeq D_s(A) \cdot (2N)^{-5/6} \propto k^{7/6} C_\epsilon^2 z^{11/6}, \quad (4)$$

где $D_s(A) \simeq 0.42 \cdot A$ — МГО выражение для дисперсии фазы. В обратном пределе ($N \ll 1$)

$$D_s(A, N) \simeq D_\chi(A, N) \simeq 0.5 \cdot D_s(A). \quad (5)$$

Из (4) следует парадоксальное условие применимости МГО результатов ($N \gg 1$):

$$\gamma^2 k z \gg 1, \quad (6)$$

т.е. на больших расстояниях (а не малых, как в случае одностороннего прохода) справедливо МГО приближение с подавлением флуктуаций уровня. И наоборот, на малых расстояниях становится существенным дифракционный член в (2) (функция B), приводящий к выравниванию дисперсий фазы и уровня. Отметим, что характерная толщина турбулентного слоя z^* , соответствующая переходу от дифракционной к геометрической области, равна $z^* = (2\gamma^2 k)^{-1} \simeq \simeq 250$ м ($k \simeq 0.7 \cdot 10^7$ м⁻¹) и лежит в рассматриваемом интервале (3). Такая аномальная зависимость характеристик

волны от расстояния обусловлена использованием беспараметрической корреляционной функции из инерционного интервала. При расширении пределов γz по сравнению с (3) появятся дополнительные параметры κ_0, κ_m , при этом, как можно показать, условиями МГО для малых толщин будут $\kappa_m^2 z/k \lesssim 1$, а для больших $\kappa_0^2 z/k \lesssim 1$, из которых следует "нормальный" порядок чередования геометрической и дифракционной областей. Отметим, что если z^* лежит в диапазоне (3), то геометрические и дифракционные области трижды сменяют друг друга по мере изменения толщины турбулентного слоя z . Условие (6) будет выглядеть менее парадоксально, если записать его в виде

$$\gamma z = a \gg (z/k)^{1/2}, \quad (7)$$

т.е. геометрическое смещение a должно быть большим по сравнению с френелевской длиной. Это совпадает с обычным определением ближней зоны, но с параметром a , зависящим от z .

3. Оценим применительно к конкретному проекту передачи лазерной энергии на геостационарные спутники (проект "Селена", [1]) значения дисперсии фазы и уровня, которые должны быть меньше единицы.

Рассмотрим варианты равнинного и высотного расположения силового лазера с адаптивным зеркалом. Положим $\gamma = 1.7 \cdot 10^{-5}$, $k = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 0.84$ мкм, $C_\epsilon^2 \sim 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$. Для равнинного варианта $z \sim 10^4 \gg z^*$, то есть применимо МГО приближение, при этом $N = \gamma^2 k z \simeq 20 \gg 1$, поэтому из (4) следует $D_s \simeq 100$, $D_\chi \simeq 5$. Конечно, столь большие значения дисперсий лежат за пределами применимости МПВ [5], но тенденция ясна: дисперсия велика и когерентность волны после прохождения атмосферы разрушается. Для высотного варианта из (4) получаем $D_s \sim 0.2$, что уже позволяет обеспечить компактное распространение излучения на большое расстояние и устранить при этом угловую абберацию.

4. Главный результат работы — выражение (2) для дисперсии фазы и уровня волны в условиях коррекции фазовых искажений и угловой абберации. Из (2), в частности, следует вывод об аномальной зависимости параметров электромагнитной волны от толщины турбулентного слоя. Так, коротковолновое (МГО) приближение оказывается справедливым (в пределах (3)) для больших толщин в отличие от случая одностороннего прохода. Это позволяет использовать для оценки параметров волны вместо (2) более простые МГО выражения (4), а также более сложные и реалистические модели атмосферной турбулентности. Использо-

зование результатов работы для оценки возможности реализации проекта "Селена" и аналогичных проектов показало, что для устранения фазовых искажений и коррекции угловой аберрации необходимо размещать силовой лазер с адаптивным зеркалом в районах, где мало значение структурной константы диэлектрической проницаемости.

Список литературы

- [1] *Bennett H.E., Rather J.D.G., Montgomery E.E.* // 15-th International Free Electron Laser Conference. Colifornia, Naague, August 23-27 1994. Final annoucement.
- [2] *Маршалл Т.* Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 240 с.
- [3] *Барышников Ф.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 3. С. 71-76.
- [4] *Барышников Ф.Ф.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. (В печати).
- [5] *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
- [6] *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1988. 512 с.

Поступило в Редакцию
12 марта 1994 г.