

А.С. Гурвич

### СПЕКТРЫ МЕРЦАНИЯ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ ПОКРЫТИЯ ЗВЕЗД АТМОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ

Для расчета спектров мерцания предполагается, что в атмосфере поле относительных флуктуаций индекса рефракции локально изотропно на сфере и однородно по высоте. В приближении фазового экрана спектры мерцаний выражены через спектры флуктуации индекса рефракции. Показано, что сферичность атмосферы сказывается для анизотропных флуктуации индекса рефракции с коэффициентом анизотропии, большим  $(a_e/H_0)^{1/2}$ . Рассмотрены примеры гауссового и степенного спектров с произвольными коэффициентами анизотропии.

Наблюдение покрытия звезд планетами [1, 2] и радиозаходов автоматических межпланетных станций за планеты [3, 4] определенно указывает на наличие неоднородностей показателя преломления — турбулентности в планетных атмосферах. Наблюдения с искусственных спутников Земли [5, 6] открыли возможность исследования ее атмосферы на основе затменных наблюдений. Особая привлекательность использования таких методов связана с перспективой изучения тонкой структуры плотности и температуры воздуха на высотах более 20 км. Технически наиболее простыми при наблюдении с борта космического аппарата (КА) являются измерения вариаций светового потока от звезды: мерцания, вариаций мощности и частоты радиосигнала от внешних источников при покрытии их атмосферой Земли. Соотношения, связывающие спектр флуктуаций измеряемой энергетической характеристики принимаемого сигнала со спектром показателя преломления, получены в ряде работ [7, 8] в предположении статистической однородности флуктуаций показателя преломления. Однако наблюдения [6, 9] определенно указывают на то, что неоднородности показателя преломления сильно вытянуты вдоль поверхности Земли и в этом случае предположение об их статистической однородности в декартовой системе координат из-за сферичности атмосферы может оказаться недостаточно оправданным. Более естественную модель можно построить на основе предположения о том, что относительные флуктуации показателя преломления являются случайным полем, свойства которого близки к полям, статистически однородным на сфере. Свойства последних рассмотрены в [10]. В [11] для такой модели в случае плоской волны от внеземного источника и наблюдателя вне атмосферы в приближении фазового экрана вычислены спектры флуктуаций фазы на эквивалентном экране.

В настоящей работе вычисляется спектр флуктуаций светового потока  $I$  от звезды, наблюдаемой через атмосферу с борта КА, при заданном спектре показателя преломления с учетом рефракции и сферичности атмосферы. На основе конкретных примеров спектров показателя преломления определены значения параметров, характеризующих анизотропию, для которых влияние сферичности атмосферы становится существенным.

Показатель преломления  $n$  атмосферного воздуха мало отличается от единицы  $N = n - 1 \ll 1$ . Индекс рефракции  $N$  является случайным полем, и мы будем считать, что его статистическое среднее  $\langle N \rangle$  в области, существенной для решения задачи о мерцании, зависит только от высоты  $h$  над поверхностью Земли, которую будем считать сферой радиуса  $a_e$ . Без потери общности можно считать, что в некотором интервале высот в окрестности фиксированной высоты  $h_p$

$$\langle N \rangle = \bar{N}(h) = \bar{N}(h_p) \exp(-(h - h_p)/H_0(h_p)), \quad (1)$$

где  $H_0$  — высота однородной атмосферы.

Относительные флуктуации индекса рефракции  $v = (N - \bar{N})/\bar{N}$  малы по сравнению с 1 и по определению  $\langle v \rangle = 0$ . Допустим, что в области, существенной для расчета мерцания, структурная функция  $D_v = \langle (v(R_1) - v(R_2))^2 \rangle$  зависит только от разности высот  $\Delta h = h_1 - h_2$  и углового расстояния в между векторами  $\mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_2$  (см. рисунок). Иначе говоря, случайное поле  $v$  предполагается локально однородным по высоте и локально изотропным на сфере [10]. Оценка структурной функции  $D_v(0, a_e\theta)$  может быть получена из измерений показателя преломления с помощью летящего на постоянной высоте самолета, а  $D_v(\Delta h, 0)$  — при использовании свободно падающих или вертикально поднимающихся зондов. В дальнейшем будет более удобно использовать спектры  $\Phi_v(\chi_1, \chi)$ , через которые  $D_v$  выражается следующим образом:

$$D_v = 4\pi \int \chi d\chi d\chi_1 \Phi_v(\chi_1, \chi) [1 - J_0(\chi a_e \theta) \cos(\chi_1 \Delta h)], \quad (2)$$

где  $\kappa^2 = \kappa_2^2 + \kappa_3^2$ ,  $J_0(\xi)$  — функция Бесселя первого рода. Соотношение (2) справедливо в предположении, что корреляция в случайном поле  $v$  на сфере быстро приближается к нулю для  $a_e \Theta \geq 1$ .

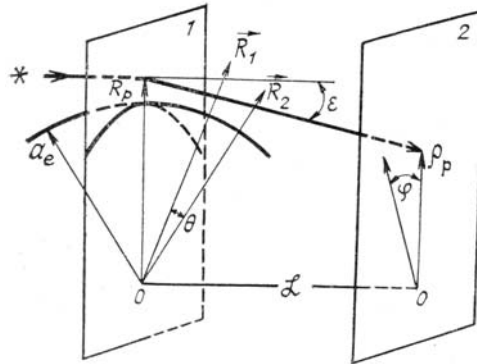


Схема и условия наблюдений мерцаний. 1 — плоскость эквивалентного фазового экрана; 2 — выделенная плоскость наблюдений

Задачу о спектрах мерцания при наблюдении внеземного источника с борта КА через атмосферу Земли будем решать, заменяя действие атмосферы эквивалентным фазовым экраном. Возможность использования такого приближения основана на том, что из-за экспоненциально убывающей плотности воздуха флуктуации показателя преломления оказывают существенное влияние на световые волны только в ограниченном по высоте слое атмосферы в окрестности перигея луча. Толщина такого слоя порядка  $H_0$  и, соответственно, воздействие атмосферной турбулентности сосредоточено на отрезке луча длиной порядка  $2(2a_e H_0)^{1/2}$ . Если на выходе из этого слоя флуктуации интенсивности невелики, а расстояние  $L$  от наблюдателя на КА до перигея луча достаточно велико  $L \gg (2a_e H_0)^{1/2}$ , то наблюдаемое мерцание есть следствие фазовой модуляции световых волн, вызванной атмосферной турбулентностью. Эквивалентный фазовый экран будем относить к плоскости, перпендикулярной падающим на атмосферу световым лучам и проходящей через центр Земли (см. рисунок). Плоская волна после прохождения экрана меняет фазу на величину  $k\Psi$ , где  $k$  волновое число, а

$$\Psi = \int N dl \quad (3)$$

возмущение эйконала, вносимое атмосферой. Интеграл в (3) вычисляется вдоль луча. Радиус кривизны луча в атмосфере велик по сравнению с радиусом Земли. Так, в перигее луча, где кривизна максимальна, ее радиус, по порядку величины равный  $H_0/N$ , на высотах более 20 км, которые будут представлять интерес в дальнейшем, превышает  $a_e$  в десятки и сотни раз. Поэтому при вычислении (3) в рамках рассматриваемой задачи о мерцании звезд интегрирование можно проводить по прямой, являющейся продолжением падающего на атмосферу луча. Этот луч задан прицельным параметром  $R_p$  и углом  $\varphi$  с вершиной в центре Земли в плоскости фазового экрана. Отличие  $h_p = R_p = a_e$  от высоты истинного перигея луча порядка  $a_e \bar{N}$  и оно невелико по сравнению с  $h_p$ , т.к.  $\bar{N} < 3 \cdot 10^{-5}$  для высот более 20 км. В дальнейшем будем считать  $\Psi = \Psi(R_p, a_e \varphi)$ . Для принятой модели распределения показателя преломления среднее значение  $\langle \Psi \rangle$  зависит только от  $R_p$  и равно с точностью до  $H_0/a_e$ :

$$\langle \Psi \rangle = \bar{\Psi}(R_p) = (2\pi a_e H_0)^{1/2} \bar{N}(h_p). \quad (4)$$

Для принятой модели турбулентности структурная функция

$$D_\psi = \langle (\Psi(R_{p1}, a_e \varphi_1) - \Psi(R_{p2}, a_e \varphi_2))^2 \rangle \quad (5)$$

флуктуаций эйконала  $\psi = \Psi - \bar{\Psi}$  в плоскости за фазовым экраном может быть приближенно представлена спектральным разложением со спектром  $F_\psi$ . Пользуясь результатами [11] и считая  $\bar{N}(h)$  плавно меняющейся функцией (§7 из [12]), спектр  $F_\psi(\chi_1, \chi_2)$  может быть представлен в виде

$$F_\psi = \frac{2\pi a_e H_0}{(1 + \chi_1^2 H_0^2)^{1/2}} \left( \bar{N} \left( \frac{h_1 + h_2}{2} \right) \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_\nu(\chi_1, \chi) \exp \left( - \frac{a_e H_0 \chi_3^2}{1 + \chi_1^2 H_0^2} \right) d\chi_3. \quad (6)$$

Регулярная зависимость  $\langle \Psi \rangle$  от прицельного параметра приводит к тому, что лучи, проходя фазовый экран, отклоняются от своего первоначального направления на угол рефракции  $\varepsilon = d\bar{\Psi}/dR_p$ , оставаясь при этом в плоскости, проходящей через падающий луч и центр Земли. Поскольку  $\varepsilon$  зависит в свою очередь от  $R_p$ , то средняя интенсивность  $\langle I \rangle$  света, приходящего к наблюдателю, расположенному в плоскости, параллельной фазовому экрану и находящейся на расстоянии  $L$  от него, при  $L \ll a_e/|\varepsilon|$  отличается от интенсивности света,  $I_s = 1$ , падающего на экран, в  $q$  раз

$$q = (1 + Ld^2\bar{\Psi}/d^2R_p)^{-1}. \quad (7)$$

Расстояние  $\rho_p$  точки наблюдения от начала координат в плоскости наблюдения и величина  $R_p$  связаны соотношением  $\rho_p = R_p + \varepsilon L$ ,  $\varepsilon < 0$ .

Как поле флуктуаций эйконала, так и поле флуктуаций интенсивности в плоскости наблюдения не являются статистически однородными. Однако предположив в соответствии с принятой моделью турбулентности, что корреляция интенсивности исчезает, если точки наблюдения удалены друг от друга, т.е. разнесены по высоте на расстояние большее, чем  $H_0$ , или если угловое расстояние между ними велико:  $|\varphi_1 - \varphi_2| > 1$ , то корреляция относительных флуктуаций интенсивности

$$B_I = q_1^{-1}q_2^{-1} < (I(\rho_1, a_e\varphi_1) - q_1)(I(\rho_2, a_e\varphi_2) - q_2) > \quad (8)$$

может быть приближенно выражена через спектр  $F_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$

$$B_I = \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \exp(i\mathbf{x}_1(\rho_1 - \rho_2) + i\mathbf{x}_2 a_e(\varphi_1 - \varphi_2)) F_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2). \quad (9)$$

Спектр  $F_I$  связан со спектром эйконала соотношением [7, 8]

$$F_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = 4\kappa^2 q^{-1} \sin^2\left(\frac{L}{2\kappa} \left(\frac{\mathbf{x}_1^2}{q} + \mathbf{x}_2^2\right)\right) F_\Psi\left(\frac{\mathbf{x}_1}{q}, \mathbf{x}_2\right), \quad q^2 = q_1 q_2. \quad (10)$$

Формулы (6) и (10) дают общее решение задачи о спектре мерцания при наблюдении звезды через атмосферу Земли для случая слабых мерцаний, когда дисперсия  $\sigma_I^2$  невелика

$$\sigma_I^2 = \int F_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \ll 1. \quad (11)$$

Для анизотропного спектра

$$\Phi_v = \frac{\sigma_v^2}{(2\pi)^{3/2} \kappa_m^2 \kappa_M} \exp\left(-\frac{\mathbf{x}_1^2}{2\kappa_M} - \frac{\mathbf{x}_2^2 + \mathbf{x}_3^2}{2\kappa_m}\right), \quad (12)$$

где  $\sigma_v^2$  — дисперсия;  $2\pi\kappa_M^{-1}$ ,  $2\pi\kappa_m^{-1}$  характерные масштабы поля флуктуаций показателя преломления, не представляет труда вычислить  $F_I$  и на этом примере выяснить условия, при которых необходимо учитывать сферичность атмосферы. Подставляя (12) в (6), после несложных вычислений получаем

$$F_I(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{2\kappa^2 \sigma_v^2 \bar{\Psi}^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{x}_1^2}{\kappa_M q^2} + \frac{\mathbf{x}_2^2}{\kappa_m}\right)\right) \sin^2\left(\frac{L}{2\kappa} \left(\frac{\mathbf{x}_1^2}{q} + \mathbf{x}_2^2\right)\right)}{\pi q \kappa_M \kappa_m (1 + 2a_e H_0 \kappa_m^2 + \mathbf{x}_1^2 H_0^2 / q^2)^{1/2}}. \quad (13)$$

Для упрощения дальнейшего анализа будем считать, что вертикальный масштаб  $2\pi\kappa_M^{-1}$  во всех случаях удовлетворяет условиям

$$\kappa_M H_0 \gg 1, \quad \kappa_M^2 L \kappa^{-1} q^{-1} \ll 1. \quad (14)$$

Смысл первого неравенства в (14) очевиден, а второе позволяет обойтись в наиболее интересном диапазоне пространственных частот без учета дифракции, что упрощает последующий анализ. Кроме того, будем интересоваться изотропными или вытянутыми вдоль поверхности Земли неоднородностями

$$\kappa_M \geq \kappa_m. \quad (15)$$

Анизотропию неоднородностей будем характеризовать параметром, который для (12) равен  $\eta = \kappa_M/\kappa_m \geq 1$ . При сделанных выше предположениях (14) не представляет труда найти одномерный спектр

$$V_I(\kappa_1) = \int F_I(\kappa_1, \kappa_2) d\kappa_2, \quad (16)$$

который может быть вычислен из измерений  $I$ , выполненных наблюдателем на КА, если звезда находится в плоскости его орбиты. Для частот  $\kappa_1 \ll (kL^{-1}q)^{1/2}$ , на которых дифракция несущественна, несложные вычисления приводят к выражению

$$V_I(\kappa_1) = \frac{\sigma_M^2 \kappa_M^2 L^2 \bar{\Psi}^2 (q^2 \tilde{\kappa}_1^4 + 2q\eta^{-2} \tilde{\kappa}_1^2 + 3\eta^{-4}) \exp(-\tilde{\kappa}_1^2/2)}{q \sqrt{2\pi} (1 + 2a_e H_0 \kappa_m^2)^{1/2} (1 + H_0^2 \kappa_M^2 (1 + (1 + 2a_e H_0 \kappa_m^2)^{-1} \tilde{\kappa}_1^2)^{1/2})}, \quad (17)$$

где  $\tilde{\kappa}_1 = \kappa_1/\kappa_M q$ . В выражение (17) помимо параметров  $q$ ,  $\eta$ ,  $\kappa_M H_0$ , введенных ранее, входит еще и параметр  $2a_e H_0 \kappa_m$ . Смысл его очевиден: он характеризует отношение длины эффективного пути взаимодействия луча с атмосферой  $2(2a_e H_0)^{1/2}$  и характерного размера неоднородностей показателя преломления вдоль поверхности Земли  $2\pi\kappa_m^{-1}$ .

Для  $2a_e H_0 \kappa_m^2 \ll 1$  при наблюдении мерцаний изменчивость показателя преломления по горизонтали становится несущественной, что соответствует модели сферически слоистой атмосферы, формально при  $\eta \rightarrow \infty$ . Для такой модели получаем из (17) простое выражение для  $V_I(\kappa_1)$  при  $\kappa_1 H_0 \gg 1$

$$V_I(\kappa_1) = \frac{\sigma_M^2 L^2 \bar{\Psi}^2 \kappa_1^3}{(2\pi)^{1/2} H_0 \kappa_M q^2} \exp\left(-\frac{\kappa_1^2}{2\kappa_M^2 q^2}\right). \quad (18)$$

Вполне очевидно, что столь протяженные, вытянутые вдоль поверхности Земли на сотни километров или более вариации  $v$  при условии, что их вертикальный масштаб  $2\pi\kappa_M^{-1}$  меньше высоты однородной атмосферы, вообще не могут быть описаны в приближении модели статистически однородного в декартовой системе координат случайного поля.

Не меньший интерес с точки зрения изучения мерцаний представляет случай, когда протяженность неоднородностей показателя преломления в атмосфере вдоль поверхности Земли не столь велика, т.е.  $\kappa_m^2 H_0 a_e \gg 1$ . Описание таких вариаций показателя преломления в некотором локальном объеме с размерами вдоль поверхности Земли, значительно меньшими  $(2a_e H_0)^{1/2}$ , но существенно большими  $2\pi\kappa_m^{-1}$  в приближении статистической однородности в декартовой системе координат, вообще говоря, не вызывает существенных возражений. Тем не менее при  $\kappa_m^2 H_0 a_e \gg 1$  влияние сферичности атмосферы может проявиться, т.к. в этом случае спектр (17) существенно зависит от отношения двух больших параметров

$$\kappa_M^2 H_0^2 / 2a_e H_0 \kappa_m^2 = \eta^2 H_0 / 2a_e. \quad (19)$$

Для атмосферы Земли  $H_0 \approx 6\div 8$  км, тогда как  $a_e = 6,4 \cdot 10^3$  км, поэтому  $H_0/2a_e \ll 1$ , однако в зависимости от величины анизотропии параметр (19) может быть как малым, так и большим по сравнению с единицей.

На примере спектра (17) исследуем проявление сферичности атмосферы в спектрах мерцаний звезд, наблюдаемых из космоса через атмосферу Земли, если неоднородности показателя преломления имеют не слишком большую протяженность вдоль поверхности Земли  $\kappa_m^2 H_0 a_e \gg 1$ . Вполне очевидно, что для статистически изотропных флуктуации  $\eta = 1$  сферичность проявляется только через изменение средних параметров, поэтому интерес будут представлять случаи с  $\eta > 1$ . Для спектра (12) при условии (14) наибольший интерес представляют частоты  $\tilde{\kappa}_1$  не слишком сильно отличающиеся от единицы, т.к. на высоких частотах спектральная плотность  $V_I(\kappa_1)$  во всех случаях экспоненциально убывает. В этом диапазоне частот, если отношение (19) велико, т.е.  $\eta^2 \gg 2a_e/H_0$ , спектр (17) совпадает с (18) для  $\tilde{\kappa}_1^2 \gg 2a_e/H_0\eta^2$ . Если имеет место противоположная ситуация  $1 \leq \eta \ll 2a_e/H_0\eta^2$ , то, как легко показать, спектр (17) для  $\tilde{\kappa}_1^2 \ll 2a_e/H_0\eta^2$  не отличим от спектра мерцаний, рассчитанного в предположении статистической однородности поля  $v$  в декартовой системе координат. Таким образом, предположение о том, что флуктуации показателя преломления являются статистически однородным полем на сфере, существенно для сильно анизотропных неоднородностей с параметром анизотропии  $\eta^2 \gg a_e H_0$ .

Этому выводу можно придать наглядное физическое толкование. Анизотропные неоднородности при  $\eta > 1$  вытянуты вдоль луча в окрестности его перигея. Однако из-за сферичности атмосферы чем дальше

неоднородности, находящиеся на луче, от его перигея, тем больше их угол наклона к лучу. Действие неоднородностей на световую волну из-за их поворота по отношению к лучу начнет заметно уменьшаться, когда угол наклона превысит отношение вертикального размера к горизонтальному, т.е. превысит значение  $\eta^{-1}$ . Поскольку угол наклона равен  $\sqrt{2(h-h_p)/a_e}$ , где  $h$  — высота точки на луче, в которой находится данная неоднородность, то при  $1 \leq \eta^2 \ll a_e/H_0$  область эффективного взаимодействия световой волны с неоднородностями показателя преломления ограничивается убыванием плотности воздуха с высотой, а в противоположном случае  $\eta^2 \gg a_e/H_0$  — поворотом сильно вытянутых неоднородностей относительно луча.

Наряду со спектром (12) рассмотрим анизотропный степенной спектр

$$\Phi_\nu = A_\mu C_\nu^2 \eta^2 (\kappa_1^2 + \eta^2 (\kappa_2^2 + \kappa_3^2))^{-\mu/2}, \quad 3 < \mu < 5, \quad \eta \geq 1,$$

в котором  $C_\nu^2$  — структурная характеристика;  $A_\mu = (4\pi^2)^{-1} \Gamma(\mu-1) \sin(\pi(\mu-3)/2)$ . Для (19) структурная функция  $D_\nu$  равна

$$D_\nu(h_2 - h_1, 0) = C_\nu^2 |h_2 - h_1|^{\mu-3}, \quad D_\nu(0, a_e \Theta) = C_\nu^2 (a_e \Theta / \eta)^{\mu-3}. \quad (20)$$

Расчет  $F_I(\kappa_1, \kappa_2)$  для степенного спектра (19) дает следующее выражение:

$$F_I(\kappa_1, \kappa_2) = \frac{4\pi^{1/2} A_\mu \kappa^2 \bar{\Psi}^2 C_\nu^2}{q (a_e H_0)^{1/2}} \sin^2 \left( \frac{L}{2\kappa} \left( \frac{\kappa_1^2}{q} + \kappa_2^2 \right) \right) \left( \frac{\kappa_1^2}{q^2} + \eta^2 \kappa_2^2 \right)^{-\mu/2} Z^{1/2} U(1/2, -(\mu-3)/2; Z), \quad (21)$$

где

$$Z = \eta^{-2} a_e H_0 (\kappa_1^2 q^{-2} + \eta^2 \kappa_2^2) (1 + \kappa_1^2 H_0^2 q^{-2})^{-1}, \quad U(1/2, -(\mu-3)/2; Z)$$

вырожденная гипергеометрическая функция в обозначениях [13]. Для спектра  $V_I(\kappa_1)$  и достаточно высоких частот  $\kappa_1 H_0 \gg 1$  получаем выражение

$$V_I = \frac{4\pi^{1/2} A_\mu \kappa^2 \bar{\Psi}^2}{q^{2-\mu} H_0 \kappa_1^{\mu-1}} \int_0^\infty \frac{dy}{y^{1/2}} (1+y)^{-\frac{\mu-1}{2}} \sin^2 \left( \frac{\kappa_1 L}{2\kappa q} \left( 1 + \frac{y}{\eta q} \right) \right) U \left( \frac{1}{2}, -\frac{\mu-3}{2}; \frac{a_e (1+y)}{\eta^2 H_0} \right), \quad (22)$$

в которое, как и в (21) входит параметр  $a_e/\eta^2 H_0$ , явно характеризующий влияние сферичности атмосферы.

Особенности, связанные со сферичностью атмосферы, при спектре неоднородностей (19) проявляются, например, в дисперсии флуктуации  $\sigma_I^2$ . Интегрируя (21) по частотам, получаем для больших  $\eta^2 > a_e/H_0$  приближенное выражение

$$\sigma_I^2 = \frac{2\pi^2 A_\mu \kappa^2 \bar{\Psi}^2 C_\nu^2 H_0^{-1}}{(\mu-2) \sin(\pi(\mu-2)/4) \Gamma(\mu/2)} \left( \frac{qL}{\kappa} \right)^{\mu-1}. \quad (23)$$

Для противоположного случая  $1 \leq \eta^2 \ll a_e/H_0$  получаем приближенное выражение, одинаковое как для флуктуаций статистически однородных на сфере, так и для статистически однородных флуктуаций

$$\sigma_I^2 = \frac{\pi^{5/2} A_\mu \kappa^2 \bar{\Psi}^2 C_\nu^2 \eta (a_e H_0)^{-1/2}}{\sin(\pi(\mu-2)/4) \Gamma(\mu/2)} \left( \frac{qL}{\kappa} \right)^{\mu-1}. \quad (24)$$

Сравнивая (23) и (24) можно убедиться, что при прочих равных условиях дисперсия флуктуаций интенсивности при не слишком больших  $\eta$  растет по мере увеличения степени анизотропии. Однако, сферичность атмосферы ограничивает рост  $\sigma_I^2$ , когда анизотропия становится достаточно большой  $\eta^2 \gtrsim a_e/H_0$ .

Проведенное исследование спектров мерцаний показало, что в случае анизотропных флуктуаций показателя преломления в атмосфере анализ результатов наблюдения внеземных источников через атмосферу Земли с борта КА требует использования модели флуктуаций, статистически локально однородных на сфере. Для такой модели в настоящей работе получены общие выражения для вычисления спектров слабых мерцаний при заданных пространственных спектрах неоднородностей. На конкретных примерах вычисления доведены до простых формул, позволяющих выяснить роль анизотропии и пока-

зять, что критерием необходимости учета сферичности атмосферы при анализе данных наблюдения мерцания является параметр  $\eta^2 H_0/a_e$ .

1. Hubbard W.B., Lellouch E., Sicardy B., Brahic A., Vilas F., Bouchet P., McLaren R.A., Perrier C. //Submitted to Astrophysical J. 1988. V. 325. № 1. Part 1. P. 490–502.
2. French R.G., Elliot J.L., Sicardy B., Nicholson Ph., Matthews K. //ICARUS. 1982. V. 51. № 3. P. 491.
3. Woo R., Armstrong J.W., Kliore A.J. //ICARUS. 1982. V. 52. № 2. P. 335.
4. Гурвич А.С. //Изв. АН СССР. ФАО. 1969. Т. 5. № 11. С. 1172.
5. Гречко Г.М., Гурвич А.С., Романенко Ю.В. //Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т. 16. № 4. С. 339.
6. Гурвич А.С., Загоруйко С.В., Кан В., Попов Л.И., Рюмин В.В., Савченко С.А., Чочиа П.А. //Доклады АН СССР. 1981. Т. 259. № 6. P. 1330.
7. Hubbard W.B., Jokipii J.R., Wilking A. //ICARUS, 1978. V. 34. № 2. P. 374.
8. Woo R., Jshimaru A., Yang F. //Ch. Radio Science. 1980. V. 15. № 3. P. 695.
9. Гречко Г.М., Гурвич А.С., Ляхов В.А., Савченко С.А., Соколовский С.В. //Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17. № 11. С. 1123.
10. Обухов А.М. //Успехи математических наук, 1947. Т. 2. № 2(18). С. 196.
11. Гурвич А.С. //Изв. АН СССР. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 8. С. 951.
12. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука. 1967. 548 с.
13. Справочник по специальным функциям /Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука. 1979. 830 с.

Институт физики атмосферы  
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию  
12 декабря 1988 г.

#### A. S. Gurvich. Star Scintillation Spectra During' Occultations by the Earth's Atmosphere.

The theory is developed for the spectra of scintillations of stars during their occultations by the Earth's stratosphere. Special attention is given to the refractive-index inhomogeneities strongly stretched along the Earth's surface. A new model of the spectrum of inhomogeneities was used for the calculations of star scintillation spectra. This model is based on the assumption that stratospheric inhomogeneities are statistically isotropic on the sphere and statistically uniform with height. The Gaussian and power spectra of inhomogeneities are considered.