

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.593.13:621.396.96

**Спектры сильных мерцаний за атмосферой с крупно-
и мелкомасштабными неоднородностями**

А.С. Гурвич, В.В. Воробьев, О.В. Федорова*

*Учреждение Российской академии наук Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН
119017, г. Москва, Пыжевский пер., 3*

Поступила в редакцию 25.11.2010 г.

Проведено численное исследование 2D-спектров сильных мерцаний звезд, наблюдаемых сквозь атмосферу Земли на космических аппаратах. Атмосфера содержит совокупность статистически независимых, анизотропных крупномасштабных и изотропных мелкомасштабных неоднородностей показателя преломления. Приведены 2D-спектры и рассчитанные по ним вертикальные и горизонтальные 1D-спектры. Показано, что спектры сильных мерцаний не равны сумме спектров, формируемых отдельными, статистически независимыми компонентами. Совокупность крупно- и мелкомасштабных неоднородностей приводит к большей дисперсии мерцаний по сравнению с отсутствием последних. Однако наличие совокупности может приводить как к увеличению, так и к уменьшению дисперсии по сравнению с суммой дисперсий анизотропной и изотропной компонент в зависимости от отношения интенсивностей каждой из компонент. Обнаружен новый эффект в поведении 1D-горизонтальных спектров в области малых волновых чисел: наличие мелкомасштабных атмосферных неоднородностей приводит к подавлению спектральной плотности мерцаний, формируемой только анизотропной компонентой.

Ключевые слова: зондирование атмосферы из космоса, турбулентность, анизотропные и изотропные неоднородности, спектры сильных мерцаний, двухкомпонентный фазовый экран; sounding of atmosphere from space, turbulence, anisotropic and isotropic irregularities, strong scintillation spectra, two-component phase screen.

Введение

Наблюдения мерцаний звезд при их заходе за атмосферу Земли с космических аппаратов открыли возможность дистанционного изучения неоднородностей плотности в атмосфере [1]. Такой метод зондирования атмосферы из космоса основан на том, что наблюдаемые мерцания вызваны неоднородностями индекса рефракции воздуха N , который, в свою очередь, с высокой точностью пропорционален плотности воздуха. Предыдущими исследованиями [2–4] установлено, что неоднородности в стратосфере Земли можно разделить на два типа: вытянутые в горизонтальном направлении крупномасштабные (с вертикальными масштабами более нескольких метров) анизотропные неоднородности и мелкомасштабные изотропные неоднородности с масштабами вплоть до нескольких сантиметров. Для первого типа неоднородностей коэффициент анизотропии η , равный отношению характерных горизонтальных масштабов к вертикальным, в стратосфере принимает значения от 10 до 100 и более [4].

Спектры сильных мерцаний, формируемые изотропными неоднородностями, рассматривались в ра-

ботах [5–11]. Пространственные спектры сильных мерцаний, порождаемых крупномасштабными анизотропными неоднородностями, подробно рассмотрены в работах [12–14]. Так как в атмосфере всегда присутствуют неоднородности обоих этих типов, естественно рассмотреть формирование мерцаний, обусловленное их совместным действием. Эта задача для слабых мерцаний решена в [3, 4] на основе метода плавных возмущений [5, 15]. Однако интерес к сильным мерцаниям, возникающим на длинных трассах протяженностью более 100 км, в настоящее время достаточно велик [16, 17].

Целью настоящей работы является изучение пространственных спектров сильных мерцаний света, формируемых совместно крупномасштабными анизотропными и мелкомасштабными изотропными атмосферными неоднородностями. Эта задача является новой. Какие-либо публикации, в которых она рассматривается, нам неизвестны. Близкими по постановке являются исследования флуктуаций радиоволн при радиопросвечивании атмосферы Земли [18, 19]. В этих работах проведено численное моделирование амплитудных и фазовых искажений волн, которые вносятся мелкомасштабными случайными неоднородностями, в дополнение к изменениям амплитуды и фазы, вызываемым крупномасштабными регулярными неоднородностями. Статистической обработки спектров мерцаний при этом не проводилось.

Исследования осуществляются нами на основе численных расчетов. Параметры задачи определяются

* Александр Сергеевич Гурвич (gurvich@ifaran.ru);
Валерий Васильевич Воробьев (v_v_vorobiev@mail.ru);
Ольга Владимировна Федорова (ovfedorova@mail.ru).

условиями наблюдений стратосферы с борта космического аппарата. Для вычисления спектров мерцаний, как и в [12–14], будем пользоваться приближением фазового экрана [7, 8, 20, 21], действие которого сводится к модуляции фазы падающей на него плоской световой волны без изменения ее амплитуды. Модель фазового экрана широко применяется в исследованиях мерцаний, порожденных неоднородностями межпланетной среды и атмосфер планет, включая атмосферу и ионосферу Земли. Для этой модели известны интегральные соотношения, связывающие спектры мерцаний со спектрами фазовых флуктуаций на экране [22]. Модель плоского фазового экрана [23, 24] предполагает, что неоднородности показателя преломления $N'(\mathbf{r}) = N(\mathbf{r}) - \langle N(\mathbf{r}) \rangle$, вызывающие наблюдаемые мерцания, сосредоточены в плоском слое толщиной L_t , а наблюдателя и слой разделяет большое расстояние $L \gg L_t$ в свободном пространстве.

В статье приведены основные уравнения, описывающие спектры мерцаний за фазовым экраном и 3D-модели неоднородностей индекса рефракции в атмосфере, а также использовавшиеся в расчетах параметры задачи. Представлены рассчитанные двумерные и одномерные спектры мерцаний.

1. Основные уравнения для спектра мерцаний

Фазовый экран помещается в плоскости $x = 0$, ось z направлена по вертикали. Двумерная спектральная плотность мерцаний в плоскости наблюдения $x = L$ определяется уравнением [7, 22]:

$$F_I(k_z, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dz dy \times \left[\exp\left(-\Psi\left(z, y, \frac{Lk_z}{k_0}, \frac{Lk_y}{k_0}\right)\right) - 1 \right] \exp(-i(k_z z + k_y y)), \quad (1)$$

$$\Psi(z, y, z', y') = D_S(z, y) + D_S(z', y') - \frac{1}{2} [D_S(z + z', y + y') + D_S(z - z', y - y')],$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны; $D_S(z, y)$ – структурная функция флуктуаций фазы волны. На выходе из экрана функция $D_S(z, y)$ связана преобразованием Фурье с 2D-спектральной плотностью флуктуаций фазы F_S :

$$D_S(z, y) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y [1 - \cos(k_x z + k_y y)] F_S(k_x, k_y). \quad (2)$$

В приближении δ -коррелированности поля показателя преломления $N(\mathbf{r})$ вдоль оси x [24] 2D-спектр F_S и 3D-спектр относительных флуктуаций показателя преломления Φ_v связаны уравнением [5]:

$$F_S(k_z, k_y) = 2\pi k_0^2 L_t \Phi_v(0, k_y, k_z), \quad (3)$$

где $v = (N(\mathbf{r}) - \langle N(\mathbf{r}) \rangle) / \langle N(\mathbf{r}) \rangle$. Будем полагать, что изотропные и анизотропные флуктуации v статистически независимы, поэтому спектр Φ_v представляет собой сумму двух спектров: $\Phi_v = \Phi_{v,an} + \Phi_{v,is}$. Из (2), (3) следует, что спектральная плотность и структурная функция фазы на выходе из экрана также аддитивны:

$$F_S(k_z, k_y) = F_{S,an}(k_z, k_y) + F_{S,is}(k_z, k_y); \quad (4)$$

$$D_S(z, y) = D_{S,an}(z, y) + D_{S,is}(z, y).$$

Однако 2D-спектры мерцаний, определяемые уравнением (1), не являются аддитивными, за исключением случая слабых мерцаний, описываемых первым приближением метода возмущений по величине Ψ , которое имеет вид [15, 24]:

$$F_I^{(1)}(k_z, k_y) = F_{I,an}^{(1)}(k_z, k_y) + F_{I,is}^{(1)}(k_z, k_y) = 4 [F_{S,an}(k_z, k_y) + F_{S,is}(k_z, k_y)] \sin^2 \left[\frac{L(k_z^2 + k_y^2)}{2k_0} \right]. \quad (5)$$

Для анизотропных неоднородностей будем использовать модель 3D-спектра [12]:

$$\Phi_{v,an}(\mathbf{k}) = C_{an} \eta^2 K_{an}^{-1} (\kappa_*^4 + K_{an}^4)^{-1} \exp(-K_{an}^2 / \kappa_w^2), \quad (6)$$

$$K_{an}^2 = \eta^2 (k_x^2 + k_y^2) + k_z^2.$$

Спектральная плотность (6) принимает постоянные значения на поверхностях эллипсоидов $K_{an}^2 = \text{const}$. Параметры C_{an} , κ_* , κ_w определяют соответственно: «мощность» флуктуаций, внешний $2\pi/\kappa_*$ и внутренний $2\pi/\kappa_w$ масштабы. Будем полагать, что всегда $\kappa_* \ll \kappa_w$. При этом условии спектр (6) имеет достаточно протяженный интервал $\kappa_* \ll K_{an} \ll \kappa_w$, внутри которого приближенно выполняется степенная зависимость $\Phi_{v,an} \sim \eta^2 K_{an}^{-5}$, что дает нам основание называть модель (6) степенным спектром анизотропных неоднородностей. В численных расчетах использовались следующие значения параметров 3D-спектра: $\kappa_* = 0,005$ рад/м, $\kappa_w = 0,1$ рад/м. Коэффициент анизотропии η принимался равным 30, некоторые дополнительные расчеты проведены для $\eta = 10$.

Для изотропных неоднородностей используется колмогоровский спектр с внешним и внутренними масштабами:

$$\Phi_{v,is}(\mathbf{k}) = C_{is} K_{is}^{-\frac{11}{3}} \left[\exp\left(-\frac{K_{is}^2}{\kappa_m^2}\right) - \exp\left(-\frac{K_{is}^2}{\kappa_*^2}\right) \right], \quad (7)$$

$$K_{is}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2.$$

Параметры C_{is} , $\kappa_* = 0,005$ рад/м, $\kappa_m = 2/R_F$ ($R_F = \sqrt{L/k_0}$ – дифракционный масштаб Френеля) определяют соответственно «мощность» изотропных неоднородностей, внешний и внутренний масштабы. От спектра, рассмотренного в [11], (7) отличается присутствием внешнего масштаба, что незначительно

влияет на мерцания, формируемые изотропной компонентой.

Расчеты были проведены применительно к условиям оптических наблюдений сквозь атмосферу Земли с борта космического аппарата. Расстояние L от фазового экрана до плоскости наблюдения мерцаний примем так же, как в [12–14], 2200 км, длину волны $\lambda = 500$ нм. Масштаб Френеля R_F при этом равен 0,418 м.

В качестве параметров, характеризующих интенсивность мерцаний, создаваемых каждой компонентой неоднородностей, как и в [12–14], выбираются дисперсии мерцаний, вычисленные в приближении метода возмущений. Следовательно, каждый рассчитанный вариант характеризуется двумя параметрами: $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$ — дисперсиями мерцаний, порождаемых анизотропными и изотропными неоднородностями:

$$\beta_{0,an}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{I,an}^{(1)}(k_z, k_y) dk_z dk_y, \quad (8)$$

$$\beta_{0,is}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_{I,is}^{(1)}(k_z, k_y) dk_z dk_y.$$

В расчетах мы рассматривали достаточно широкие интервалы значений каждой из этих дисперсий — от 0,05 до 3. Список основных вариантов дан в таблице.

В каждой ячейке приведены 3 числа: значения $\beta_{0,an}^2$, $\beta_{0,is}^2$, определяющие вариант, и полная дисперсия мерцаний β_{an+is}^2 , рассчитанная по вычисленным по формуле (1) спектрам:

$$\beta_{an+is}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_I(k_z, k_y) dk_z dk_y. \quad (9)$$

2. Двумерные спектры мерцаний

Важным моментом является представление результатов расчетов двумерных спектров (1). По ним в последующем рассчитываются одномерные спектры, представляющие интерес для интерпретации измерений. Формула для одномерного спектра, измеренного вдоль прямой, наклоненной под углом α к вертикали, имеет вид

$$V_I(k_s, \alpha) =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} F_I(k_s \cos \alpha - k' \sin \alpha, k_s \sin \alpha + k' \cos \alpha) dk', \quad (10)$$

где k_s — волновое число. Угол α может принимать значения от 0 до 90°. При $\alpha = 0$ измерения производятся вдоль вертикали, соответственно измеряется вертикальный спектр, $\alpha = 90^\circ$ соответствует горизонтальному спектру.

На рис. 1 показаны два возможных способа представления 2D-спектров. На рис. 1, б использованы линейные координаты k_z и k_y , а линии уровней относятся к $\lg[F_I(k_z, k_y)]$.

Спектр симметричен относительно горизонтальной и вертикальной осей. Дисперсия β^2 представляет собой объем под поверхностью $F_I(k_z, k_y)$. На рис. 1, а использованы логарифмические координаты, линии уровней приведены для $\lg[k_z k_y F_I(k_z, k_y)]$. В этом случае дисперсия β^2 представляет собой объем под поверхностью $k_z k_y F_I(k_z, k_y)$. Так как координаты логарифмические, то показан первый квадрант $k_z > 0$, $k_y > 0$, остальные квадранты — его зеркальные отображения. Видно, что линейный масштаб по волновым числам k_z и k_y неудобен для представления двумерных спектров, так как основная часть мощности, особенно для анизотропной компоненты, сосредоточена в узких областях координатной плоскости, и это затрудняет адекватный показ острых максимумов в спектре. Изображение на рис. 1, а является более наглядным и позволяет ясно показать вид спектров, формируемых отдельными компонентами неоднородностей, и их вклад в суммарную дисперсию.

При вычислении одномерных спектров (10) по 2D-спектрам в силу симметрии 2D-спектра достаточно ограничиться интегрированием в первом квадранте координатной плоскости. Для вертикальных спектров интегрирование производится по горизонтальным прямым, для горизонтальных спектров — по вертикальным. При вычислении наклонного спектра путь интегрирования в линейных координатах (рис. 1, б) представляет собой прямую линию AB (показана прямая для угла наклона $\alpha = 60^\circ$ и для волнового числа $k = 1$ рад/м). Интегрирование по отрезку AC эквивалентно интегрированию по CE , интегрирование по отрезку DB — соответственно по DF . Таким образом, полный путь интегрирования

$\beta_{0,an}^2$	$\beta_{0,is}^2$	β_{an+is}^2	$\beta_{0,an}^2$	$\beta_{0,is}^2$	β_{an+is}^2	$\beta_{0,an}^2$	$\beta_{0,is}^2$	β_{an+is}^2	$\beta_{0,an}^2$	$\beta_{0,is}^2$	β_{an+is}^2	$\beta_{0,an}^2$	$\beta_{0,is}^2$	β_{an+is}^2
Номер колонки														
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0,05	0,05	0,121	0	0,1	0,102	0	0,3	0,328	0	1	1,13	0	3	2,13
0,1	0	0,247	0,1	0,1	0,390	0,1	0,3	0,682	0,1	1	1,58	0,1	3	2,52
0,2	0	1,27	0,2	0,1	1,42	0,2	0,3	1,70	0,2	1	2,51	0,2	3	3,25
0,3	0	2,36	0,3	0,1	2,49	0,3	0,3	2,73	0,3	1	3,41	0,3	3	3,96
0,5	0	3,78	0,5	0,1	3,87	0,5	0,3	4,05	0,5	1	4,56	0,5	3	4,90
1	0	4,95	1	0,1	5,02	1	0,3	5,15	1	1	5,51	1	3	5,71
3	0	4,94	3	0,1	5,00	3	0,3	5,08	3	1	5,34	3	3	5,52

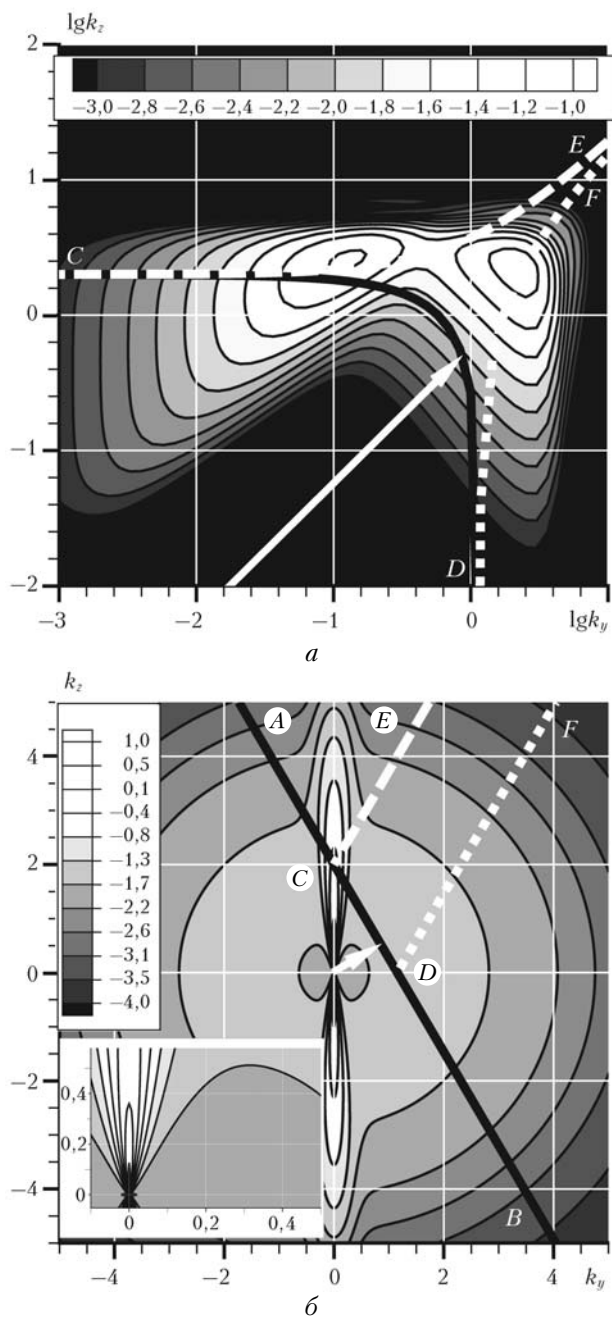


Рис. 1. 2D-спектры мерцаний, рассчитанные в приближении метода возмущений для $\beta_{0,an}^2 = \beta_{0,is}^2 = 1$. Параметры 3D-спектров: для анизотропных неоднородностей $\kappa_* = 0,025$ рад/м, $\kappa_w = 5$ рад/м, для изотропных — $\kappa_* = 0,005$ рад/м, $\kappa_m R_F = 2$. *a* — линии уровней $\lg[k_z k_y F_I(k_z, k_y)]$ на координатной плоскости $\lg(k_y), \lg(k_z)$ для $k_y > 0, k_z > 0$; *б* — линии уровней $\lg[F_I(k_z, k_y)]$ на координатной плоскости k_y, k_z ; фрагмент — центральная часть рис. 1, *б*, масштаб по осям k_y, k_z увеличен в 10 раз

представляет собой ломаную линию *ECDF*. При переходе к представлению в логарифмических координатах каждый из трех отрезков этой ломаной на рис. 1, *a* преобразуется в соответствующую кривую, обозначенную теми же буквами. Для каждого волнового числа спектр вычисляется как сумма интегралов по соответствующим трем кривым. Наложение

пути интегрирования для различных волновых чисел на линии уровней двумерного спектра позволяет судить об относительной величине интегралов.

Для иллюстрации того, насколько быстро даже при малых $\beta_{0,an}^2$ возникают отличия вычисленных спектров суммарных мерцаний от суммы спектров, рассчитанных в приближении метода возмущений по формуле (5), на рис. 2 показаны 2D-спектры, нормированные на полную дисперсию. (Здесь и далее

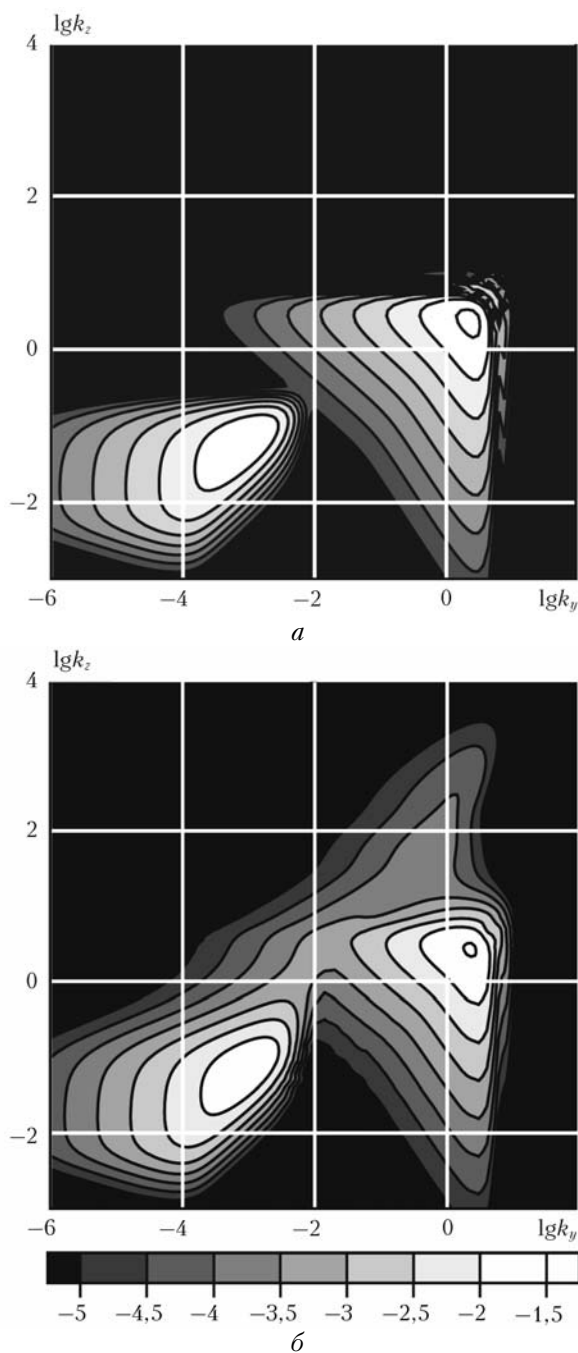


Рис. 2. 2D-спектры при $\beta_{0,an}^2 = \beta_{0,is}^2$, нормированные на полную дисперсию: *a* — рассчитанные в приближении метода возмущений; *б* — рассчитанные по формуле (1) для $\beta_{0,an}^2 = \beta_{0,is}^2 = 0,05$

2D-спектром мы будем называть произведение $k_z k_y F_1(k_z, k_y)$.

На рис. 2, *a* приведены спектры, рассчитанные по формуле (5) при $\beta_{0,an}^2 = \beta_{0,is}^2$ и, в силу нормировки, имеющие один и тот же вид при любых равных значениях дисперсий, на рис. 2, *б* — вычисленные по исходной формуле (1) для варианта (0,05). Положение максимумов спектров не изменилось. В правом спектре возникли мерцания в областях, удаленных от максимума, на высоких частотах. Исчезла рябь в высокочастотной области. Можно сделать вывод, что уже при столь малых $\beta_{0,an}^2$ расчеты методом возмущений в некоторых областях дают большую ошибку.

На рис. 3 приведены 2D-спектры 15 вариантов для $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$, равных 0; 0,1; 0,3; 3.

В верхнем ряду показаны спектры мерцаний, формируемых только изотропной компонентой неоднородностей, в левом вертикальном ряду — только

анизотропной. Взаимодействие двух компонент тем интенсивнее, чем больше $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$. По-видимому, при $\beta_{0,an}^2 \geq 3$ происходит выход на асимптотический режим, который не просто исследовать численно. Общим свойством двумерных спектров является то, что добавление мелкомасштабной компоненты не приводит к заметному сдвигу верхних границ спектра по обоим волновым числам, т.е. мелкомасштабная структура, формируемая в реализациях мерцаний крупномасштабными неоднородностями, не замывается в присутствии мелкомасштабной компоненты. В спектрах для $\beta_{0,is}^2 \geq 0,3$, как и при слабых мерцаниях, наблюдаются два максимума — в длинноволновой и коротковолновой частях. При этом максимумы находятся приблизительно там же, где и для слабых мерцаний.

Дополнительную информацию о взаимовлиянии крупномасштабных и мелкомасштабных компонент на спектры мерцаний дает рис. 4.

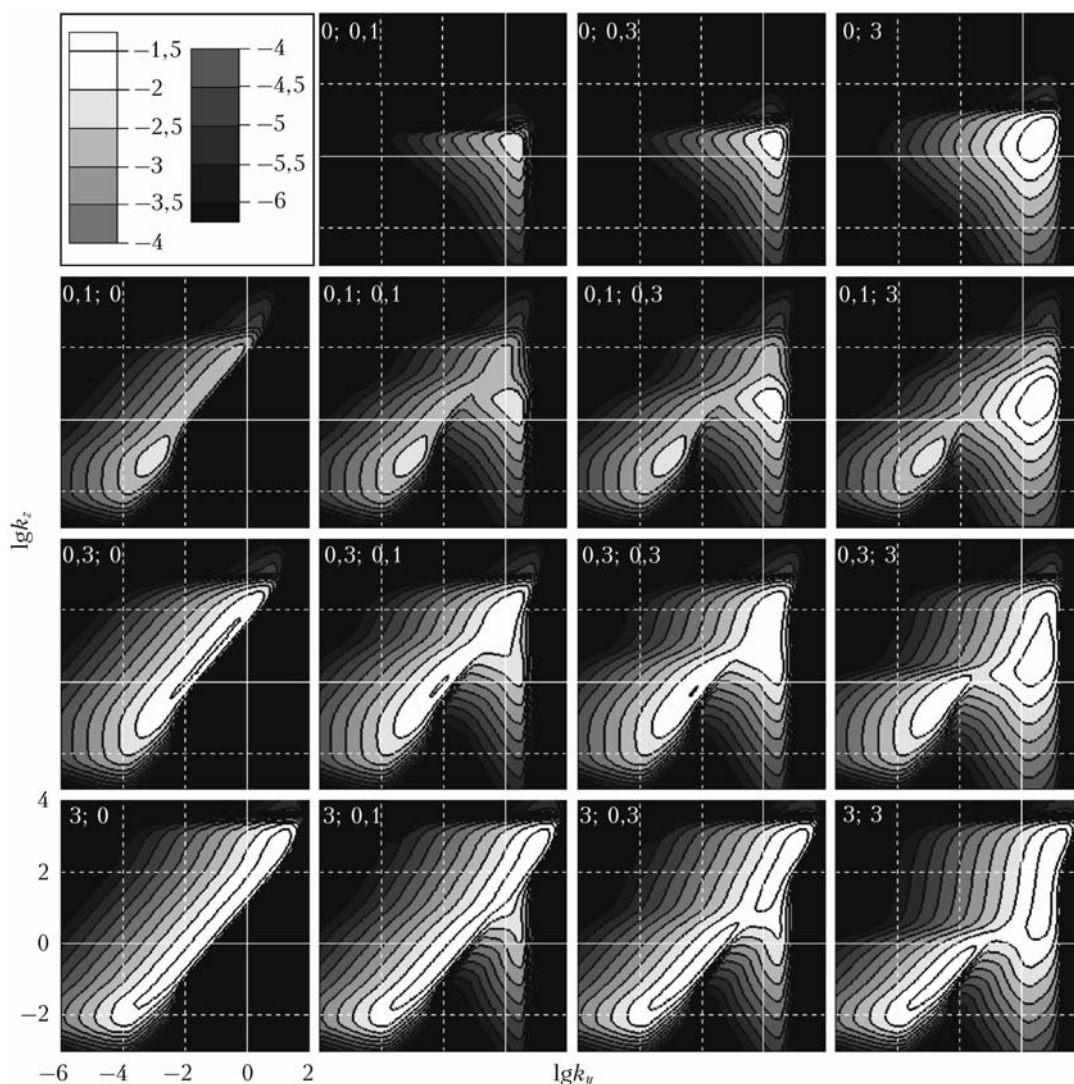


Рис. 3. 2D-спектры мерцаний для значений $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$, равных 0; 0,1; 0,3; 3. Показаны линии уровней $\lg[k_z k_y F_1(k_z, k_y)]$. На рисунках указаны значения $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$

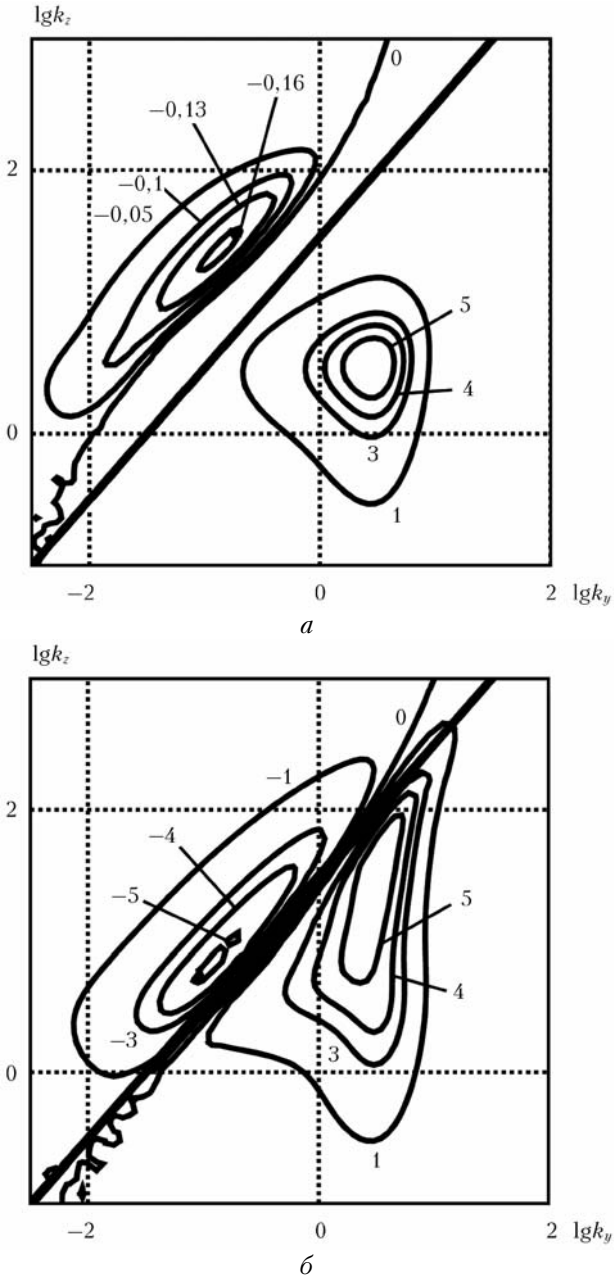


Рис. 4. Разности 2D-спектров $\Delta(k_z, k_y)$ для $\beta_{0,an}^2 = 0,1$ (а) и 1 (б), $\beta_{0,is}^2 = 1$. Жирные прямые линии — $k_z = \eta k_y$. Значения уровней даны в единицах 0,01

На нем для значений параметров $\beta_{0,an}^2 = 0,1; 1$ и $\beta_{0,is}^2 = 1$ представлены разности 2D-спектров:

$$\Delta(k_z, k_y) = k_z k_y [F_I(k_z, k_y, \beta_{0,is}^2 = 1) - F_I(k_z, k_y, \beta_{0,is}^2 = 0)].$$

Линии уровней показаны для значений Δ , а не для их логарифмов. Видно, что добавление мелкомасштабной изотропной компоненты неоднородностей приводит не только к формированию дополнительного максимума в области $k_y \approx k_z \approx 1/R_F$, но и к «выеданию» части спектра, формируемого только анизотропной компонентой, — это область, где

функция $\Delta < 0$. «Выедание» тем заметнее, чем больше параметр $\beta_{0,an}^2$. Заметно также и влияние анизотропной компоненты неоднородностей на часть спектра, формируемого изотропной компонентой. С увеличением параметра $\beta_{0,an}^2$ происходит расширение этой области. По уровню 1, например, ширина этой области по координате k_z возрастает приблизительно на порядок при увеличении $\beta_{0,an}^2$ от 0,1 до 1. Граница, разделяющая области с положительными и отрицательными значениями Δ , близка к линии $k_z = \eta k_y$.

Как показывают результаты расчетов дисперсии мерцаний β_{an+is}^2 (см. таблицу, колонки 6, 9, 12, 15), она при всех значениях параметров численного эксперимента превышает дисперсию мерцаний, формируемых только анизотропной компонентой (колонка 3). Отсюда следует, что влияние области волновых чисел, в которой $\Delta > 0$, превалирует над областью с отрицательным значением Δ .

Представляет интерес сравнение дисперсии суммарных мерцаний с суммой дисперсий мерцаний, формируемых отдельными компонентами. В приближении метода возмущений эти величины одинаковы. Зависимость отношений $B = \beta_{an+is}^2 / [\beta^2(\beta_{0,an}^2, 0) + \beta^2(0, \beta_{0,is}^2)]$ от параметров $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$ показана на рис. 5.

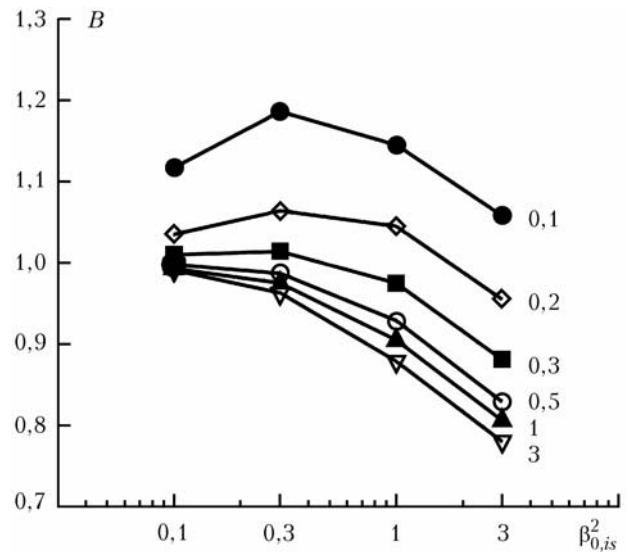


Рис. 5. Отношения дисперсий суммарных мерцаний к сумме дисперсий мерцаний, формируемых компонентами неоднородностей $B = \beta_{an+is}^2 / [\beta^2(\beta_{0,an}^2, 0) + \beta^2(0, \beta_{0,is}^2)]$ в зависимости от $\beta_{0,an}^2$. Справа от кривых указаны значения $\beta_{0,is}^2$

Видно, что при одновременном стремлении $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$ к нулю отношение B стремится к единице. При $\beta_{0,an}^2 \leq 0,3$ суммарная дисперсия превышает сумму дисперсий для некоторого интервала $\beta_{0,is}^2$, причем зависимость отношения B от $\beta_{0,is}^2$ немонотонна: она имеет максимум при $\beta_{0,is}^2 \approx 0,3$. При $\beta_{0,an}^2 > 0,3$ суммарная дисперсия меньше суммы дисперсий, фор-

мируемых компонентами. Следует отметить, что от-
личия функций B от единицы в расчетном диапа-
зоне изменения параметров невелики — они не пре-
вышают 20%. По-видимому, различие между диспер-
сиями, рассчитанной для случая совместного действия
изотропных и анизотропных неоднородностей, и сум-
мой дисперсий, рассчитанных порознь для этих ком-
понент, есть следствие сильной нелинейности связи
структурных функций фазы на экране с дисперсией
мерцаний.

3. Одномерные спектры мерцаний

Рассчитанные двумерные спектры мерцаний яв-
ляются основой для различных практических при-
ложений, в частности для интерпретации наблюдае-
мых с помощью космических аппаратов одномер-
ных спектров мерцаний. Мы подробно остановимся
на предельных случаях вертикальных и горизон-
тальных заходов. Для одного из расчетных вариан-
тов рассмотрено также изменение одномерных спек-
тров в широком диапазоне углов наклона орбиты
спутника относительно вертикали. На рис. 6 и 7 по-
казаны соответственно вертикальные и горизонталь-
ные спектры для четырех значений $\beta_{0,an}^2$.

Вертикальные спектры мерцаний, порождаемых
только анизотропными неоднородностями, подробно
обсуждались в работах [12–14], где расчеты прово-
дились для коэффициента анизотропии $\eta = 10$.

Влияние изменения коэффициента анизотропии за-
ключается главным образом в том, что 2D-спектр
как целое смещается вдоль горизонтальной оси влево
при увеличении параметра η . Поэтому вертикальные
спектры, формируемые анизотропными неоднород-
ностями, при переходе η от 10 к 30 изменяются
незначительно, и все основные свойства, описанные
в [12–14], в частности зависимость формы спектра
от значения $\beta_{0,an}^2$, сохраняются. Но вид вертикаль-
ного спектра суммарных вариантов зависит от со-
отношения $\beta_{0,an}^2$ и $\beta_{0,is}^2$.

Из рис. 6 следует, что изотропная компонента
неоднородностей не сказывается на формировании
крупномасштабного $k_z < \kappa_w = 0,1$ рад/м и мелко-
масштабного $k_z > 20/R_F \approx 50$ рад/м диапазонов
вертикальных спектров мерцаний. Они формиру-
ются только анизотропной компонентой. Дополни-
тельное появление изотропной компоненты сопровож-
дается появлением дополнительного максимума в верти-
кальных спектрах. При $\beta_{0,an}^2 \geq 0,3$ координата этого
максимума k_{zm} смещается с увеличением параметра
 $\beta_{0,an}^2$ влево (в крупномасштабную область): k_{zm}
уменьшается приблизительно в 2 раза при возрастании
 $\beta_{0,an}^2$ от 0,3 до 3. При $\beta_{0,an}^2 = 0,1$ и 0,2 k_{zm}
может как уменьшаться, так и увеличиваться при
возрастании $\beta_{0,an}^2$ в зависимости от $\beta_{0,is}^2$.

На рис. 7 приведены горизонтальные спектры
для тех же значений $\beta_{0,an}^2$. Ширина горизонтальных
спектров мерцаний в целом, так же, как и ширина

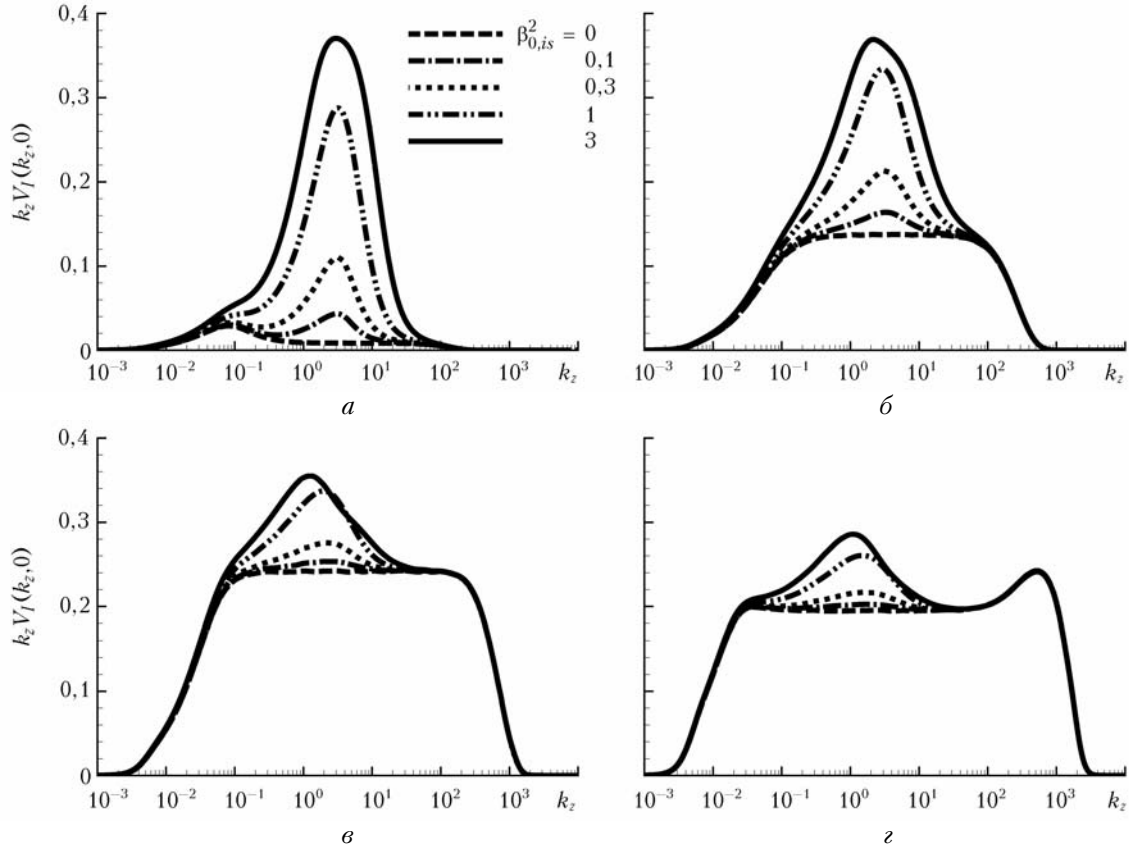


Рис. 6. Вертикальные спектры $k_z V_I(k_z, 0)$ для вариантов с $\beta_{0,an}^2 = 0,1$ (а), 0,3 (б), 1 (в), 3 (г)

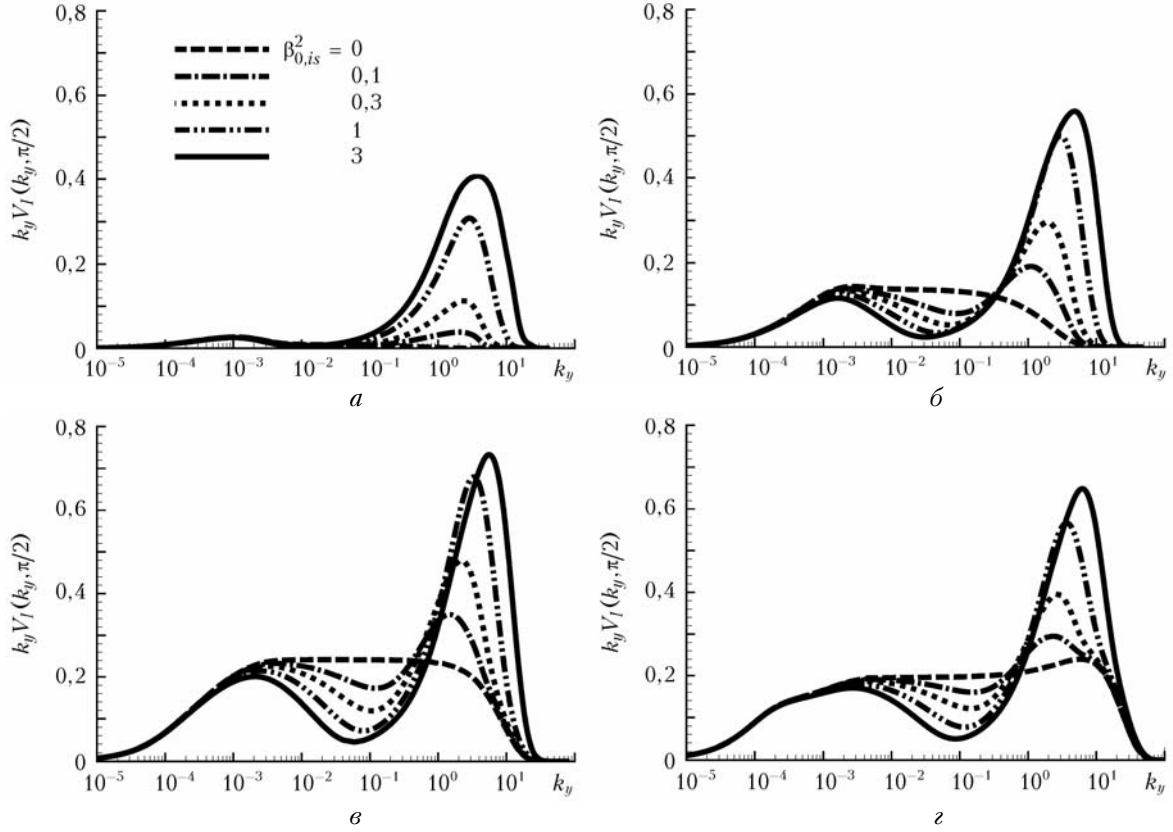


Рис. 7. Горизонтальные спектры $k_y V_I(k_y, \pi/2)$ для вариантов с $\beta_{0,an}^2 = 0,1$ (а), $0,3$ (б), 1 (в), 3 (г)

вертикальных спектров, определяется анизотропной компонентой. Вклад в горизонтальные спектры мерцаний, вносимый изотропной компонентой неоднородностей, в отличие от вклада в вертикальные спектры является знакопеременным: отрицательным в крупномасштабной области и положительным в мелкомасштабной. Граница между этими областями сдвигается вправо при увеличении $\beta_{0,an}^2$. Таким образом, суммарный спектр имеет двугорбую структуру. Первый максимум в крупномасштабной области спектра располагается приблизительно на $k_{ym}^{(1)} \approx \kappa_w / \eta$. Координата второго максимума, обусловленного изотропной компонентой $k_{ym}^{(2)}$, изменяется в пределах 1–6 рад/м. Отметим, что в случае слабых мерцаний максимум спектра изотропной компоненты расположен приблизительно на $1/R_F$, что составляет 2,4 рад/м для наших параметров.

На рис. 8 представлены нормированные амплитуды вкладов изотропной компоненты в вертикальный и горизонтальный спектры суммарных мерцаний в максимумах спектров.

Нормированная амплитуда для вертикального спектра, определяемая как

$$\Delta_{is,z} = \frac{V_I(k_{zm}, \beta_{0,an}^2, \beta_{0,is}^2) - V_I(k_{zm}, \beta_{0,an}^2, 0)}{V_I(k_{zm}, 0, \beta_{0,is}^2)}$$

(рис. 8, а), уменьшается приблизительно в 3 раза при увеличении $\beta_{0,an}^2$ от 0,1 до 1, т.е. приблизительно

как $1/\beta_{0,an}$. При $\beta_{0,an}^2 > 1$ уменьшение $\Delta_{is,z}$ с ростом $\beta_{0,an}^2$ замедляется. Отмеченные эффекты влияния крупномасштабных случайных неоднородностей на спектры флуктуаций интенсивности, формируемых мелкомасштабными неоднородностями, аналогичны эффектам влияния регулярных дефокусирующих линз на спектры флуктуаций интенсивности лазерных пучков.

Положительный вклад изотропной компоненты неоднородностей в горизонтальные спектры мерцаний немонотонно зависит от $\beta_{0,an}^2$. Его нормированная амплитуда, определяемая как

$$\Delta_{is,y} = \frac{V_I(k_{ym}^{(2)}, \beta_{0,an}^2, \beta_{0,is}^2) - V_I(k_{ym}^{(2)}, \beta_{0,an}^2, 0)}{V_I(k_{ym}^{(2)}, 0, \beta_{0,is}^2)}$$

(рис. 8, б), максимальна при $\beta_{0,an}^2 = 0,5$, причем ее максимум тем больше, чем меньше $\beta_{0,is}^2$. Это означает, что для расчета горизонтальных спектров суммарных мерцаний не могут быть применены методы возмущений по параметру $\beta_{0,is}^2$.

На рис. 9 показано, как меняется вид одномерных спектров при изменении угла наклона линии зондирования относительно вертикали.

Расчеты проведены при значении параметров $\beta_{0,an}^2 = \beta_{0,is}^2 = 1$. Спектры начинают существенно отличаться от вертикального только при углах α около 60° .

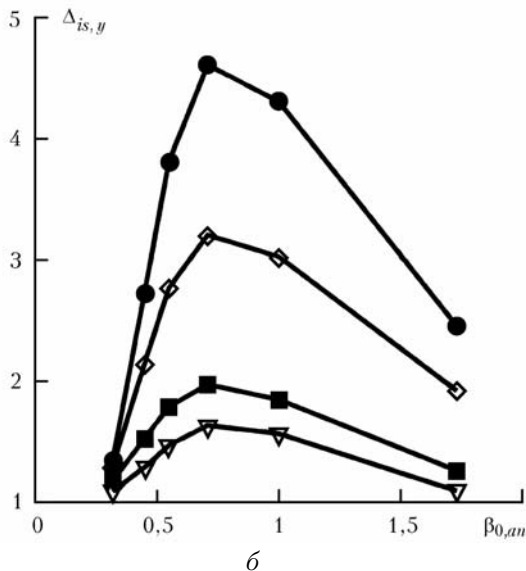
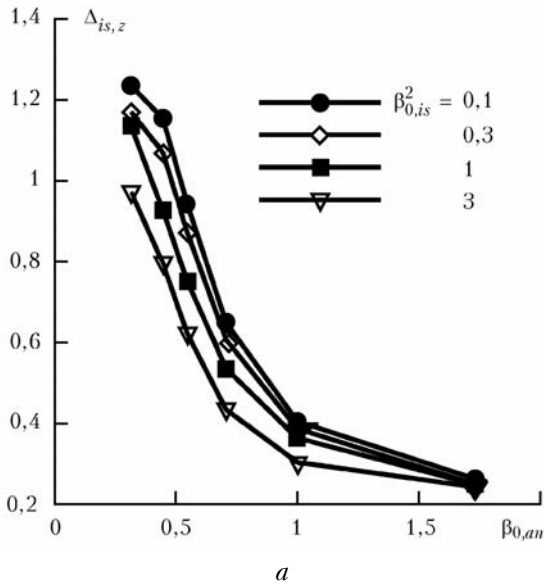


Рис. 8. Нормированные амплитуды вклада изотропной компоненты в вертикальные (а) и горизонтальные (б) спектры мерцаний в максимумах спектров

При $\alpha = 60^\circ$ минимум еще не формируется. На интервал углов $80-90^\circ$ приходится по меньшей мере половина различия вертикального и горизонтального спектров. Так же, как и в случае слабых мерцаний [3, 4], наклонные спектры близки к горизонтальным в диапазоне углов $\alpha_0 \leq \alpha < 90^\circ$, где $\alpha_0 = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{1}{\eta}\right)$. При $\eta = 30$ $\alpha_0 = 89^\circ$, при $\eta = 10$ — 87° . На рис. 9 показано также влияние коэффициента анизотропии η на горизонтальный спектр (он приведен и для $\eta = 10$). Вертикальный спектр для $\eta = 10$ в таком масштабе неотличим от вертикального спектра для $\eta = 30$. На горизонтальных спектрах различие проявляется в сдвиге низкочастотных максимума и минимума и в разнице значений спектральной плотности в высокочастотном максимуме.

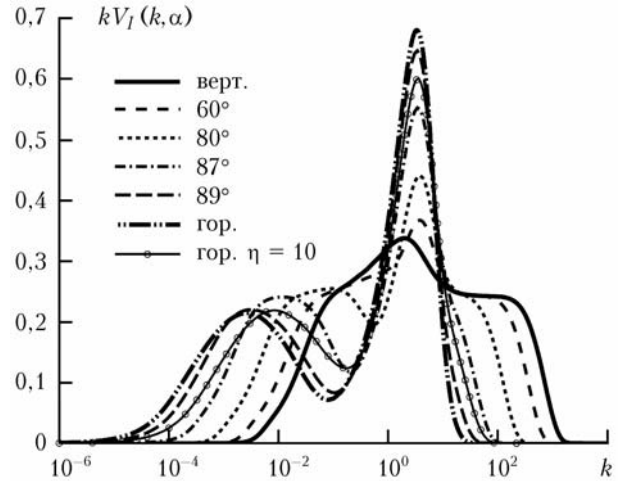


Рис. 9. Одномерные спектры для $\beta_{0,an}^2 = \beta_{0,is}^2 = 1$. Для коэффициента анизотропии $\eta = 30$ приведены спектры для 6 различных углов зондирования от вертикального до горизонтального, для $\eta = 10$ — горизонтальный спектр

Отношение координат низкочастотного максимума равно приблизительно 3,2, т.е. близко к отношению коэффициентов анизотропии 30/10. Отношение координат минимумов составляет приблизительно 2,1.

Заключение

Численное исследование спектров мерцаний звезд, наблюдаемых сквозь атмосферу Земли на космических аппаратах, проводилось для атмосферы, содержащей анизотропные крупномасштабные и изотропные мелкомасштабные неоднородности показателя преломления. Расчеты проведены в приближении фазового экрана.

Рассчитаны 2D-спектры сильных мерцаний для различных соотношений мощностей отдельных компонент неоднородностей. Показано, что наличие мелкомасштабной компоненты приводит к подавлению спектральной плотности, формируемой крупномасштабной компонентой, в области волновых чисел $|k_z| \geq \eta|k_y|$. В других областях суммарная спектральная плотность мерцаний увеличивается.

При наблюдении сквозь среду, содержащую лишь анизотропные неоднородности, спектры имеют только один максимум. Обнаружено, что в суммарных 2D-спектрах, как и при слабых мерцаниях, наблюдаются два максимума — в длинноволновой и коротковолновой областях. При этом максимумы находятся приблизительно там же, где и максимумы при слабых мерцаниях. Без мелкомасштабной компоненты длинноволновый максимум в спектрах сильных мерцаний отсутствует. Ему позволяет проявиться наличие мелкомасштабной компоненты. Другое важное свойство спектров, выявленное в расчетах, это то, что обусловленная дифракцией структура, формируемая крупномасштабными неоднородностями, не замывается в присутствии мелкомасштабной компоненты.

При всех значениях параметров численного эксперимента дисперсия суммарных вариантов оказывается больше, чем соответствующая дисперсия флуктуаций интенсивности, формируемых только крупномасштабной анизотропной компонентой. Однако по сравнению с суммой дисперсий анизотропной и изотропной компонент дисперсия суммарных вариантов может и увеличиваться, и уменьшаться в зависимости от соотношения их мощностей.

Исследованы особенности одномерных спектров мерцаний. Обнаружен новый эффект в поведении горизонтальных спектров: наличие мелкомасштабной компоненты приводит к подавлению длинноволнового диапазона спектра, формируемого только анизотропной компонентой. Прослежено изменение вида одномерного спектра при переходе от вертикального зондирования к горизонтальному. Показано, что положение низкочастотных максимума и минимума в горизонтальном спектре определяется значением коэффициента анизотропии η .

Авторы выражают глубокую благодарность М.Е. Горбунову за помощь в организации численного счета.

Исследования частично поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 10-05-00208-а).

1. Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Пахомов А.И., Подвязный Я.П., Савченко С.А. Наблюдения турбулентности в атмосфере на высотах 20–70 км // Докл. РАН. 1997. Т. 357, № 5. С. 683–686.
2. Гурвич А.С., Кан В., Савченко С.А., Пахомов А.И., Боровихин П.А., Волков О.Н., Калери А.Ю., Авдеев С.В., Корзун В.Г., Падалка Г.И., Подвязный Я.П. Исследование турбулентности и внутренних волн в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: 1. Наблюдения и анализ дисперсии мерцаний // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2001. Т. 37, № 4. С. 469–486.
3. Гурвич А.С., Кан В. Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: I. Модель 3D-спектра и реконструкция ее параметров // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2003. Т. 39, № 3. С. 335–346.
4. Гурвич А.С., Кан В. Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: II. Характерные масштабы, структурные характеристики и диссипация кинетической энергии // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2003. Т. 39, № 3. С. 347–358.
5. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
6. Gurvich A.S., Chunchuzov I.P. Estimates of characteristic scales in the spectrum of internal waves in the stratosphere obtained from space observations of stellar scintillations // J. Geophys. Res. D. 2005. V. 110, N 3. D03114, doi: 10.1029/2004JD005199.
7. Шишов В.И. Зависимость вида спектра мерцаний от вида спектра неоднородностей показателя преломления. 1. Фазовый экран // Изв. вузов. Радиофиз. 1974. Т. 17, № 11. С. 1684–1691.
8. Hinson D.P. Strong scintillation during atmospheric occultations: Theoretical intensity spectra // Radio Sci. 1986. V. 21, N 2. P. 257–270.
9. Goodman J., Narayan R. Slow pulsar scintillation and the spectrum of the interstellar electron density fluctuations // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1985. V. 214. P. 519–537.
10. Goodman J.J., Romani R.W., Blandford R.D., Narayan R. Refractive effects in pulsar scintillation // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1987. V. 229. P. 73–102.
11. Гурвич А.С., Федорова О.В. Восстановление параметров турбулентности в условиях сильных мерцаний // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21, № 2. С. 115–120.
12. Гурвич А.С., Воробьев В.В., Федорова О.В. К определению параметров спектра внутренних волн в стратосфере по наблюдениям сильных мерцаний звезд из космоса // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2006. Т. 42, № 4. С. 502–513.
13. Воробьев В.В., Маракасов Д.А., Федорова О.В. Спектры сильных мерцаний, вызываемых крупномасштабными анизотропными стратосферными неоднородностями, при наблюдении звезд с ИСЗ // Оптика атмосфер. и океана. 2006. Т. 19, № 12. С. 1004–1012.
14. Гурвич А.С., Воробьев В.В., Маракасов Д.А., Федорова О.В. Спектры сильных мерцаний за фазовым экраном с крупномасштабными анизотропными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 2007. Т. 50, № 9. С. 747–765.
15. Обухов А.М. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. 1953. № 2. С. 155–165.
16. Perlot N., Giggenbach D., Henniger H., Horwath J., Knappek M., Zetl K. Measurements of the beamwave fluctuations over a 142 km atmospheric path // Free-Space Laser Communications VI: Proc. SPIE. V. 6304. P. 63041O. doi: 10.1117/12.681207. Bellingham, Wash.: SPIE, 2006.
17. Vorontsov M., Carhart G., Gudimetla V.S.R., Weyrauch T., Stevenson E., Rehder K., Liu J., Beresnev L., Lachinova S., Kemp I., Riker J.F. Characterization of deep turbulence over 149 km propagation path using multi-wavelength laser beacons // Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference (AMOS), Sept. 14–16, 2010, Maui Hawaii. URL: http://www.amostech.com/TechnicalPapers/2010/Adaptive_Optics_Imaging/Vorontsov.pdf
18. Sokolovskiy S. Effect of superrefraction on inversions of radio occultation signals in the lower troposphere // Radio Sci. 2003. V. 38, N 3, doi: 10.1029/2002RS002728.
19. Gorbunov M.E., Kirchengast G. Fluctuations of radio occultation signals in X/K band in the presence of anisotropic turbulence and differential transmission retrieval performance // Radio Sci. 2007. V. 42. RS4025, doi: 10.1029/2006RS003544.
20. Шишов В.И. Сильные флуктуации интенсивности плоской волны, распространяющейся в случайно преломляющей среде // Ж. эксперим. и теор. физ. 1971. Т. 61, № 4. С. 1399–1409.
21. Дагкесманская И.М., Шишов В.И. Сильные флуктуации интенсивности при распространении волн в статистически однородных и изотропных средах // Изв. вузов. Радиофиз. 1970. Т. 13, № 1. С. 16–21.
22. Шишов В.И. Дифракция волн на сильно преломляющем фазовом экране // Изв. вузов. Радиофиз. 1971. Т. 14, № 1. С. 85–92.
23. Денисов Н.Г. О дифракции волн на хаотическом экране // Изв. вузов. Радиофиз. 1961. Т. 4, № 4. С. 630–638.
24. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.

A.S. Gurvich, V.V. Vorob'ev, O.V. Fedorova. **Strong scintillation spectra behind the atmosphere with large- and small scale inhomogeneities.**

The numerical examination of 2D spectra of strong stellar scintillations, observed through an Earth's atmosphere from space, is carried out. The atmosphere contains a combination of statistically independent, anisotropic large-scale and isotropic small-scale inhomogeneities of the index of refraction. 2D spectra and calculated on them vertical and horizontal 1D spectra are presented. It is shown, that the strong scintillation spectra are not equal to the sum of spectra, formed by separate, statistically independent components. The combination of large- and small-scale inhomogeneities results in the greater dispersion of scintillations in comparison with the absence of last ones. However, the presence of this combination can cause both the increase and the decrease of dispersion in comparison with the sum of dispersions of anisotropic and isotropic components, depending on their intensities. The new effect in 1D horizontal spectra is found in the small wave number region: the presence of small-scale atmospheric inhomogeneities results in suppression of scintillation spectral power, formed by only anisotropic component.