«Оптика атмосферы и океана», **16**, № 10 (2003)

УДК 551.551.3

Д.А. Маракасов

Моделирование спектров мерцаний звезд при их покрытии атмосферой Земли

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 2.07.2003 г.

Рассмотрены возможные ограничения на область применимости метода фазового экрана в задачах моделирования спектров мерцаний звезд при покрытии их атмосферой Земли, и показана необходимость применения более сложных моделей, например на основе первого приближения метода плавных возмущений. Представлены результаты численного моделирования спектров мерцаний для степенной корреляционной функции неоднородностей показателя преломления атмосферы, а также изучена их зависимость от положения и направления движения приемника.

Введение

При наблюдении затмения звезд земной атмосферой с борта космической станции наряду с монотонным убыванием блеска звезды наблюдаются случайные изменения интенсивности принимаемого излучения [1–3]. Они связаны с рассеянием излучения звезды на атмосферных неоднородностях и несут существенную информацию о структуре флуктуаций плотности воздуха средней атмосферы. Разработка методов восстановления характеристик атмосферных неоднородностей по параметрам прошедшего излучения представляет собой одну из актуальных задач современной электродинамики и является предметом ряда исследований [4, 5].

Для исследования спектров мерцаний обычно используется метод фазового экрана [6, 7]. Этот метод обеспечивает хорошую точность при значительном удалении приемника от исследуемого слоя атмосферы, например при регистрации мерцаний с борта космической станции. Однако при анализе данных, полученных при помощи стратосферных зондов, его применение может привести к значительным погрешностям. Это обусловливает необходимость разработки более совершенных методов исследования спектров мерцаний, в частности метода [8] решения прямой задачи определения двумерного спектра мерцаний, основанного на первом приближении метода плавных возмущений (МПВ).

В этой статье рассмотрены причины, приводящие к уменьшению точности результатов, получаемых при помощи метода фазового экрана, и определена его область применимости. Приводятся результаты численного моделирования спектров мерцаний для корреляционной функции неоднородностей показателя преломления степенного вида в случае, когда приемник расположен вблизи исследуемого слоя атмосферы или непосредственно внутри него.

Спектры мерцаний в первом приближении МПВ

Пусть источник оптического излучения S находится достаточно далеко от земной атмосферы, так что падающую волну можно считать плоской (рис. 1).

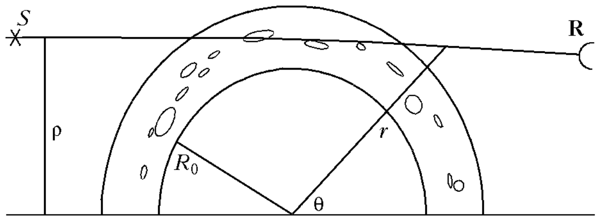

Рис. 1. Геометрия задачи

Для описания распространения электромагнитного поля будем использовать сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в центре Земли, причем луч $\theta = \pi/2$ соответствует направлению на источник. При прохождении атмосферы волна испытывает влияние неоднородности показателя преломления $n_t(\mathbf{r}) = n(r) + \delta n(\mathbf{r})$, причем регулярная часть $n(r) = 1 + N(r)$, которая предполагается независящей от угловых координат, приводит к искривлению луча, а случайная $\delta n(\mathbf{r})$ – к развитию флуктуаций электромагнитного поля волны. Зависимость регулярной составляющей от длины волны λ_0 и средних температуры $\langle T(\mathbf{r})\rangle$ (К) и давления $\langle P(\mathbf{r})\rangle$ (мбар) описывается известным соотношением [9]:

$$N(r) = 7{,}76 \cdot 10^{-6} \frac{\langle P(r)\rangle}{\langle T(r)\rangle}\left(1 + \frac{\Lambda^2}{\lambda_0^2}\right), \qquad (1)$$

где параметр $\Lambda = 8{,}7 \cdot 10^{-8}$ м характеризует дисперсию атмосферы в диапазоне длин волн $\lambda_0 \in (3 \cdot 10^{-7} \div 2 \cdot 10^{-5})$ м. Отношение средних давления и температуры убывает с высотой по закону, близкому к экспоненциальному, с пространственным масштабом H, лежащим в интервале $6 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^3$ м, что позволяет аппроксимировать радиальную зависимость регулярной составляющей следующим соотношением:

$$N(r) = N_0 \exp\left(\frac{r - R_0}{H}\right), \qquad (2)$$

где $R_0 \approx 6{,}4 \cdot 10^6$ м — высота нижней границы исследуемого слоя атмосферы и $N_0 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ — значение индекса рефракции на этой границе. Легко видеть, что для волн оптического диапазона выполнено условие $L_0 \ll H^2/\lambda_0$, если расстояние между слоем и приемником L_0 не превосходит нескольких тысяч километров. Это позволяет воспользоваться геометрооптическим описанием для компонент регулярной составляющей поля (гармоническая временная зависимость здесь и далее опущена):

$$U_0(\mathbf{r}) = A_0(\mathbf{r})e^{i\Psi(\mathbf{r})}, \qquad (3)$$

где $A_0(\mathbf{r})$ — медленно меняющаяся на расстояниях порядка длины волны амплитуда и $\Psi(\mathbf{r}) = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}\int\limits_\Sigma n(r)dl$ — эйконал. Траектория луча Σ лежит в плоскости $\varphi = \mathrm{const}$ и определяется соотношением

$$\theta(r,\rho) = \theta_p(\rho) \pm \int\limits_{h_p(\rho)}^{r} \frac{dr}{r\sqrt{n^2(r)r^2/\rho^2 - 1}}, \qquad (4)$$

где ρ — прицельный параметр (расстояние между лучом и осью $\theta = 0$ до входа в атмосферу), высота точки перигея $h_p(\rho)$ есть решение уравнения $n(h_p)h_p = \rho$, а ее угловая координата задается следующим образом:

$$\theta_p(\rho) = \pi - \int\limits_{h_p(\rho)}^{\infty} \frac{dr}{r\sqrt{n^2(r)r^2/\rho^2 - 1}}. \qquad (5)$$

Пусть приемное устройство расположено в точке $\mathbf{R} = (R, \Theta, 0)$. Тогда прицельный параметр луча, попадающего в точку приема, может быть найден из уравнения $\Theta = \theta(R, \rho)$. Будем считать, что апертура достаточно мала как по сравнению с радиусом корреляции флуктуаций интенсивности излучения, так и с пространственным масштабом изменения амплитуды регулярной составляющей, и будем пренебрегать ее интегрирующим эффектом.

Поскольку зондирующий луч испытывает влияние значительного числа независимых неоднородностей, флуктуации интенсивности принимаемого излучения $\delta I(\mathbf{R})$ можно считать случайным полем и характеризовать трехмерной корреляционной функцией

$$K_I(\mathbf{R},\mathbf{p}) = \left\langle \frac{\delta I(\mathbf{R}+\mathbf{p}/2)}{\langle I(\mathbf{R}+\mathbf{p}/2)\rangle}\frac{\delta I(\mathbf{R}-\mathbf{p}/2)}{\langle I(\mathbf{R}-\mathbf{p}/2)\rangle} \right\rangle, \qquad (6)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций. Следует отметить, что $K_I(\mathbf{R}, \mathbf{p})$ зависит от параллельной волновому вектору

$$\mathbf{k}(\mathbf{R}) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\frac{\nabla\Psi(\mathbf{R})}{|\nabla\Psi(\mathbf{R})|}n(R)$$

регулярной составляющей поля компоненты «быстрой» переменной $p_\diamond = \mathbf{p}\cdot\mathbf{k}(\mathbf{R})/|\mathbf{k}(\mathbf{R})|$, где символом $\cdot$ обозначено скалярное произведение значительно слабее, чем от поперечных компонент $p_\perp = \mathbf{p}\cdot\mathbf{e}_\varphi \times \mathbf{k}(\mathbf{R})|\mathbf{k}(\mathbf{R})|$ и $p_\varphi = \mathbf{p}\cdot\mathbf{e}_\varphi$ [5, 8]. Далее этой зависимостью будем пренебрегать.

Для определения связи между $K_I(\mathbf{R}, \mathbf{p})$ и корреляционной функцией относительных флуктуаций показателя преломления $\nu(\mathbf{r}) = \delta n(\mathbf{r})/N(r)$

$$B_\nu(\mathbf{r},\mathbf{p}) = \langle \nu(\mathbf{r}+\mathbf{p}/2)\nu(\mathbf{r}-\mathbf{p}/2)\rangle \qquad (7)$$

удобно перейти к их Фурье-трансформантам

$$\tilde{K}_I(\mathbf{R},q_\perp,q_\varphi) = \frac{1}{4\pi^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} K_I(\mathbf{R},p_\perp,p_\varphi)\times$$
$$\times\exp(-iq_\perp p_\perp - iq_\varphi p_\varphi)d\mathbf{p}; \qquad (8)$$

$$\tilde{B}_\nu(\mathbf{r},\mathbf{q}) = \frac{1}{8\pi^3}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} B_\nu(\mathbf{r},\mathbf{p})\exp(-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{p})d\mathbf{p}. \qquad (9)$$

Воспользовавшись предложенным в [8] подходом, основанным на первом приближении метода плавных возмущений, запишем выражение для спектра интенсивности следующим образом:

$$\tilde{K}_I(\mathbf{R},q_\perp,q_\parallel) = \int\limits_\Sigma dl \frac{A(\mathbf{R},\mathbf{r})}{\sin^{-2}\left\{\dfrac{q_\perp^2}{\gamma_\perp(\mathbf{R},\mathbf{r})} + \dfrac{q_\parallel^2}{\gamma_\parallel(\mathbf{R},\mathbf{r})}\right\}}\times$$
$$\times\tilde{B}_\nu\left(\mathbf{r}, \frac{q_\parallel}{\mu_\parallel(\mathbf{R},\mathbf{r})}\mathbf{e}_\varphi + \frac{q_\perp}{\mu_\perp(\mathbf{R},\mathbf{r})}\frac{\mathbf{k}(\mathbf{r})\times\mathbf{e}_\varphi}{|\mathbf{k}(\mathbf{r})\times\mathbf{e}_\varphi|}\right), \qquad (10)$$

где

$$A(\mathbf{R},\mathbf{r}) = \left|\frac{8\pi k_0^2 N^2(r)\theta_r(r,\rho)\theta_\rho(R,\rho)\sin^2\Theta}{n(r)n(R)\theta_\rho(r,\rho)\theta_r(R,\rho)\sin^2\theta(r,\rho)\cos[\theta(r,\rho)-\Theta]}\right|; \qquad (11)$$

$$\mu_\perp(\mathbf{R},\mathbf{r}) = \frac{n(R)R}{n(r)r}\frac{\theta_r(R,\rho)\theta_\rho(r,\rho)}{\theta_r(r,\rho)\theta_\rho(R,\rho)},$$
$$\mu_\parallel(\mathbf{R},\mathbf{r}) = \frac{r\sin\theta(r,\rho)}{R\sin\Theta}; \qquad (12)$$

$$\gamma_\perp(\mathbf{R},\mathbf{r}) = 2k_0\frac{n^2(R)R^2\theta_r^2(R,\rho)\theta_\rho(r,\rho)}{\rho^2\theta_\rho(R,\rho)[\theta_\rho(r,\rho)-\theta_\rho(R,\rho)]},$$
$$\gamma_\parallel(\mathbf{R},\mathbf{r}) = \frac{2k_0\rho\sin^2\theta(r,\rho)}{R^2\sin^2\Theta\,\mathrm{tg}(\theta(r,\rho)-\Theta)}, \qquad (13)$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число в вакууме. Нижним индексом у функции $\theta(r, \rho)$ обозначена операция дифференцирования по соответствующей переменной. Переход к одномерному спектру флуктуаций интенсивности, который может быть восстановлен по результатам натурного эксперимента, обеспечивается преобразованием Радона

$$b_I(\mathbf{R},q) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}_I\left(\mathbf{R},(q\sin\beta - v\cos\beta)\frac{\mathbf{k}(\mathbf{r})\times\mathbf{e}_\varphi}{|\mathbf{k}(\mathbf{r})\times\mathbf{e}_\varphi|} + \right.$$

$$\left. +\ (q\cos\beta + v\sin\beta)\mathbf{e}_\varphi\right)dv, \qquad (14)$$

где β — угол между проекцией направления движения приемника на плоскость фазового фронта и ортом $\mathbf{e}_\varphi$.

Границы применимости метода фазового экрана

Использование громоздких формул (10)–(13) имеет смысл лишь в том случае, когда более простые выражения, полученные в [5, 6] в рамках метода фазового экрана, дают значительную ошибку. Поэтому представляется важным установить область применимости допущений, положенных в основу этого метода, а именно:

1) Траектория Σ может считаться прямолинейной в интервале высот $r \in [h_p, h_p + 3H]$, который дает основной вклад в формирование флуктуаций интенсивности.

2) Изменения функций (11)–(13) на этом участке траектории несущественны, что и позволяет заменить слой атмосферы плоским экраном.

Радиус кривизны траектории Σ принимает минимальное значение $R_c \cong H/N(h_p) \geq 3\cdot 10^8$ м в точке перигея, что на два порядка превосходит высоту R_0. Пренебрежение искривлением траектории приводит к ошибке в определении высоты текущей точки на величину порядка $3HR_0/R_c \cong 300$ м. На таких масштабах относительные изменения амплитудного множителя (11), равно как и функций (12), (13), не превосходят $1 \div 2\%$. Этим мы будем пренебрегать в дальнейшем, пользуясь следующими приближенными равенствами:

$$\theta(r,\rho) \approx \theta_p(\rho) \pm \arccos\frac{h_p(\rho)}{r}, \qquad (15)$$

$$\theta_r(r,\rho) \approx \pm\frac{h_p(\rho)}{r\sqrt{r^2 - h_p^2(\rho)}}, \qquad (16)$$

$$\theta_\rho(r,\rho) \approx \frac{d}{d\rho}\theta_p(\rho) + \frac{Hh_p(\rho)r}{\left[H\rho - h_p(\rho)\rho + h_p^2(\rho)\right]\sqrt{r^2 - h_p^2(\rho)}}, \qquad (17)$$

где верхний знак соответствует лучу, прошедшему точку перигея, в противном случае выбирается нижний знак.

В то же время игнорирование изменения направления волнового вектора в аргументе спектра $\tilde{B}_\nu(\mathbf{r},\mathbf{q})$ может привести к значительным неточностям в случае сильной анизотропии корреляционной функции неоднородностей показателя преломления. Учитывая, что угол между лучом и радиусом-вектором текущей точки составляет $\alpha = \arcsin\dfrac{\rho}{n(r)r}$, будем представлять второй аргумент спектра $\tilde{B}_\nu(\mathbf{r},\mathbf{q})$ следующим образом:

$$\mathbf{q} = \frac{q_\parallel}{\mu_\parallel(\mathbf{R},\mathbf{r})}\mathbf{e}_\varphi - \frac{q_\perp\rho}{\mu_\perp(\mathbf{R},\mathbf{r})n(r)r}\mathbf{e}_r +$$

$$+\frac{q_\perp}{\mu_\perp(\mathbf{R},\mathbf{r})}\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{n^2(r)r^2}}\mathbf{e}_\theta, \qquad (18)$$

где выбор знака проводится так же, как и в формулах (10)–(12).

Предположение о неизменности функций (11)–(13) на пути интегрирования дает относительную ошибку порядка l/L_0, где l — расстояние между точкой траектории Σ на границе области, активно влияющей на формирование поля флуктуаций ($r = h_p + 3H$), и точкой перигея, и может применяться для интерпретации результатов наблюдений с борта космической станции при $L_0 > 3000$ км.

Основные свойства спектров мерцаний

В рамках задачи восстановления характеристик атмосферных неоднородностей по флуктуациям прошедшего излучения аналитический подход, предполагающий обращение интегральных соотношений (10), (14), по-видимому, малопродуктивен. Более перспективным представляется подход, основанный на параметризации задачи посредством каких-либо априорных представлений о виде корреляционной функции показателя преломления и дальнейшем определении неизвестных параметров из сопоставления результатов численного моделирования и натурного эксперимента. Выбор модели для спектра $B_\nu(\mathbf{r},\mathbf{q})$ проведем, основываясь на соображениях, изложенных в [5]. Будем считать, что зависимость спектра от быстрой переменной анизотропна, но сводится к одномерному виду

$$B_\nu(\mathbf{r},\mathbf{q}) = F(\mathrm{K}),$$
$$\mathrm{K} = \sqrt{\mathbf{qq} : \left\{\eta^2(\mathbf{e}_\theta\mathbf{e}_\theta + \mathbf{e}_\varphi\mathbf{e}_\varphi) + \mathbf{e}_r\mathbf{e}_r\right\}}, \qquad (19)$$

где параметр η характеризует степень анизотропии; двоеточие обозначает двойное скалярное произведение, а отсутствие знака операции между векторами соответствует диадному произведению. Радиус-вектор текущей точки $\mathbf{r}$ определяет только направление выделенной оси, которое совпадает с местной вертикалью.

Будем считать, что зависимость $F(\mathrm{K})$ имеет степенной характер

$$F(\mathrm{K}) = C_\nu^2\eta^2(\mathrm{K}^2 + \kappa_0^2)^{-\mu/2}\Phi(\mathrm{K}/\kappa_\infty). \qquad (20)$$

Здесь функция $\Phi(\xi) = \exp(-\xi^2)$ характеризует влияние молекулярной вязкости; введение параметра $\kappa_0 > 1/H$, соответствующего внешнему масштабу флуктуаций $2\pi/\kappa_0$, обеспечивает сходимость интегралов от $F(\mathrm{K})$ при $\mathrm{K} \to 0$, масштаб $2\pi/\kappa_\infty$ соответствует границе вязкого интервала. Параметр C_ν, характеризующий дисперсию флуктуаций, далее принят равным единице.

Основной интерес представляет зависимость спектра $b_I(q)$ от параметров η, μ и κ_∞, определяющих характер атмосферных неоднородностей, а также от расположения и направления движения приемника. Эти зависимости исследовались посредством численного моделирования спектров (10) и (14) при различных значениях указанных выше параметров. При расчетах длина волны зондирующего луча была выбрана как $\lambda_0 = 7 \cdot 10^{-7}$ м, пространственный масштаб регулярной атмосферы принят равным $H = 6$ км.

На рис. 2 представлены результаты расчета спектров $b_I(q)$ для различных направлений движения приемника, которые характеризовались углом β между проекцией направления движения приемника на плоскость фазового фронта и ортом $\mathbf{e}_\varphi$.

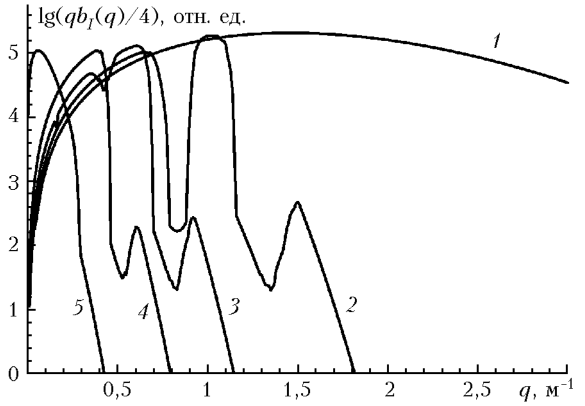

Рис. 2. 1D спектры мерцаний для различных направлений движения приемника. Параметры атмосферной турбулентности: $\eta = 10$, $\mu = 11/3$, $\kappa_\infty = \pi/2$ м$^{-1}$. Координаты приемника: $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад. *1* – $\beta = \pi/2$; *2* – $\beta = \pi/3$; *3* – $\beta = \pi/4$; *4* – $\beta = \pi/6$; *5* – $\beta = 0$

Следует отметить, что для рассматриваемой области расстояний $L_0 < 3000$ км сжатие спектра вдоль местной вертикали за счет регулярной рефракции несущественно и его анизотропия определяется, в основном, анизотропией спектра неоднородностей показателя преломления (20). Для спектров мерцаний характерно наличие осцилляций треугольной или прямоугольной формы, проявляющихся наиболее сильно, если проекция направления движения приемника на плоскость фазового фронта не совпадает с соответствующими проекциями ортов $\mathbf{e}_\varphi$ и $\mathbf{e}_r$. Таким образом, можно заключить, что наиболее информативными являются спектры мерцаний с

$$\beta \in [\pi/6,\ \pi/3].$$

Изменение спектров мерцаний по мере удаления приемника от исследуемой области атмосферы проиллюстрировано рис. 3. Видно, что наряду с увеличением интенсивности флуктуаций имеют место сглаживание осцилляций при $q < 1$ м$^{-1}$ и их нарастание при бóльших значениях пространственной частоты.

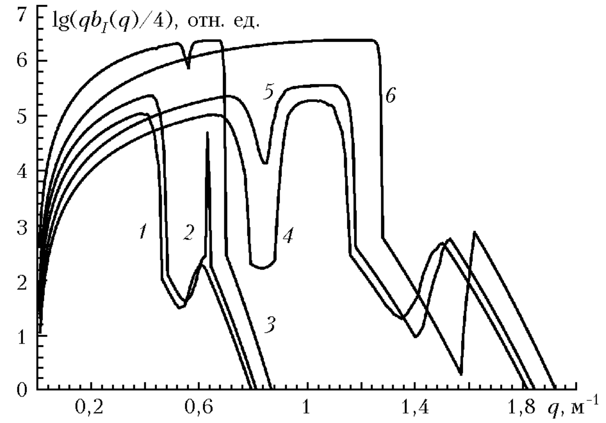

Рис. 3. 1D спектры мерцаний при различных расстояниях между приемником и исследуемым слоем. Параметры атмосферной турбулентности: $\eta = 10$, $\mu = 11/3$, $\kappa_\infty = \pi/2$ м$^{-1}$. Координаты и направление движения приемника: *1* – $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/3$; *2* – $R = R_0 + 50$ км, $\Theta = 1{,}46$ рад, $\beta = \pi/3$; *3* – $R = R_0 + 115$ км, $\Theta = 1{,}27$ рад, $\beta = \pi/3$; *4* – $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/6$; *5* – $R = R_0 + 50$ км, $\Theta = 1{,}46$ рад, $\beta = \pi/6$; *6* – $R = R_0 + 115$ км, $\Theta = 1{,}27$ рад, $\beta = \pi/6$

С увеличением высоты точки приема R спектры мерцаний существенно не изменяются, происходит лишь монотонное уменьшение их интенсивности, связанное с уменьшением длины слоя, активно влияющего на формирование поля флуктуаций, а также с экспоненциальным убыванием средней плотности воздуха с высотой (рис. 4).

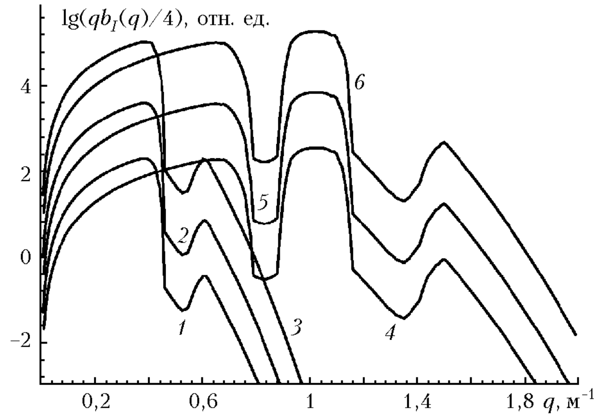

Рис. 4. 1D спектры мерцаний при различных высотах точки перигея зондирующего луча. Параметры атмосферной турбулентности: $\eta = 10$, $\mu = 11/3$, $\kappa_\infty = \pi/2$ м$^{-1}$. Координаты и направление движения приемника: *1* – $R = R_0 + 50$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/3$; *2* – $R = R_0 + 40$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/3$; *3* – $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/3$; *4* – $R = R_0 + 50$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/6$; *5* – $R = R_0 + 40$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/6$; *6* – $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/6$

Рассмотрим теперь зависимость спектров мерцаний от характеристик атмосферных флуктуаций. Значительное влияние оказывает на структуру спектров анизотропия неоднородностей показателя преломления (рис. 5). С увеличением η происходит сжатие спектра вдоль проекции орта $\mathbf{e}_\varphi$ на плоскость фазового фронта.

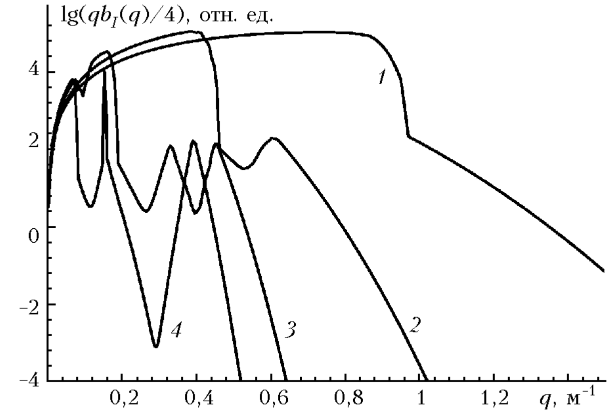

Рис. 5. 1D спектры мерцаний при различной анизотропии атмосферных неоднородностей. Параметры атмосферной турбулентности: $\mu = 11/3$, $\kappa_\infty = \pi/2$ м$^{-1}$. Координаты и направление движения приемника: $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/3$. *1* – $\eta = 5$; *2* – $\eta = 10$; *3* – $\eta = 20$; *4* – $\eta = 30$

Также следует отметить развитие осцилляций в спектре мерцаний и быстрое изменение их структуры при $\eta > 10$, что может служить основой для оценки анизотропии атмосферных неоднородностей. Увеличение показателя степенной зависимости μ (рис. 6) приводит к уменьшению интенсивности флуктуаций, а также к трансформации формы осцилляций от прямоугольных и треугольных, характерных для $\mu \approx 4$, к близким к гармоническим вида $\sin(1/x)$ при $\mu \approx 5$.

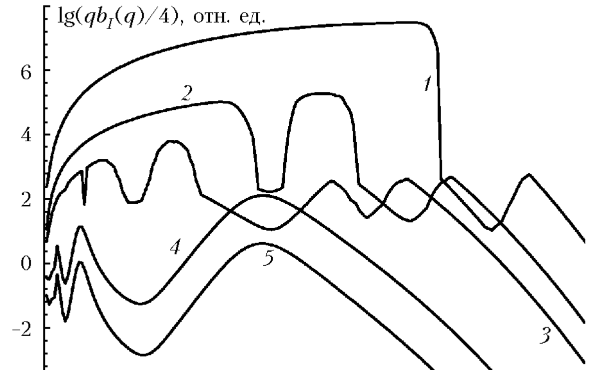

Рис. 6. 1D спектры мерцаний при различных показателях степенной зависимости корреляционной функции атмосферных неоднородностей. Параметры атмосферной турбулентности: $\eta = 10$, $\kappa_\infty = \pi/2$ м$^{-1}$. Координаты и направление движения приемника: $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/6$. *1* – $\mu = 3$; *2* – $\mu = 11/3$; *3* – $\mu = 4$; *4* – $\mu = 5$; *5* – $\mu = 5{,}5$

Существенное значение для исследования структуры флуктуаций плотности воздуха имеет определение границы вязкого интервала $l_0 = 2\pi/\kappa_\infty$. Анализ спектров мерцаний показывает наличие резкого изменения характера зависимости $b_I(q)$ при переходе от области $q < (4/3)\kappa_\infty \cos^2\beta$, для которой характерно наличие осцилляций, к области $q > (4/3)\kappa_\infty \cos^2\beta$ с экспоненциальным убыванием спектральной плотности (рис. 7), что может дать достаточно чувствительный инструмент для определения l_0.

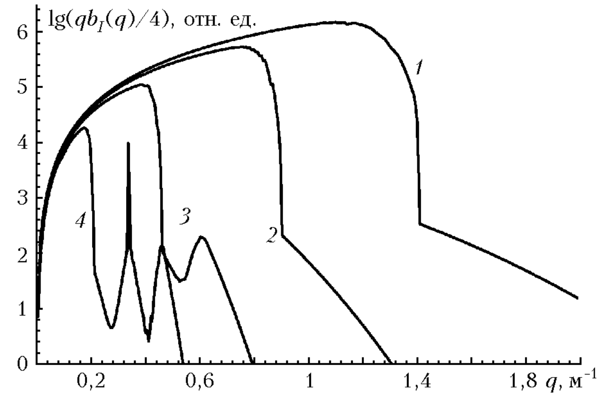

Рис. 7. 1D спектры мерцаний при различных положениях границы вязкого интервала. Параметры атмосферной турбулентности: $\eta = 10$, $\mu = 11/3$. Координаты и направление движения приемника: $R = R_0 + 30$ км, $\Theta = 1{,}49$ рад, $\beta = \pi/3$. *1* – $\kappa_\infty = 2\pi$ м$^{-1}$; *2* – $\kappa_\infty = \pi$ м$^{-1}$; *3* – $\kappa_\infty = \pi/2$ м$^{-1}$; *4* – $\kappa_\infty = \pi/4$ м$^{-1}$

Заключение

В результате исследования области применимости метода фазового экрана для моделирования флуктуаций интенсивности оптического излучения, просвечивающего слой турбулентной атмосферы на высотах $25 \div 75$ км, показано, что метод фазового экрана обеспечивает адекватное описание мерцаний в случае, если наблюдатель расположен достаточно далеко от исследуемого слоя, например на борту космической станции. При этом необходимо учитывать искривление луча в атмосфере за счет рефракции для сильно анизотропных неоднородностей плотности воздуха. Для интерпретации результатов наблюдений с борта аэростата следует применять более сложные формулы, полученные в [8] в рамках первого приближения метода плавных возмущений.

Численное моделирование спектров мерцаний показало, что характер функциональной зависимости может существенно изменяться в зависимости от расположения и направления движения приемника. По-видимому, наиболее удобными условиями для регистрации флуктуаций светового потока и восстановления по этим данным корреляционной функции плотности воздуха являются условия, когда приемник движется в плоскости фазового фронта под углом ~ $\pi/4$ к проекции местной вертикали на эту плоскость. Проведенные исследования зависимости спектров мерцаний от параметров атмосферных неоднородностей позволяют заключить, что характеристики прошедшего сквозь атмосферу оптического излучения достаточно чувствительны по отношению к изменению параметров атмосферной турбулентности, что обусловливает потенциальную возможность их восстановления по результатам затменных наблюдений.

Работа поддержана грантами РФФИ № 02-05-64310 и МАС № 03-05-06137.

1. *Богданов Л.В., Гречко Г.М., Гурвич А.С., Джанибеков В.А., Евстафьева С.И., Кан В., Пахомов А.И., Савченко С.А.* Спектры мерцаний звезд по наблюдениям с орбитальной станции «Салют-7» // Докл. АН СССР. 1987. Т. 295. № 2. С. 317–321.
2. *Александров А.П., Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Манаров М.Х., Пахомов А.И., Романенко Ю.В., Савченко С.А., Серова С.И., Титов В.Г.* Спектры вариаций температуры в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1990. Т. 26. № 1. С. 5–16.
3. *Renard J.-B., Dalaudier F., Hauchecorne A., Robert C., Lemaire Th., Pirre M., Bertaux J.-L.* Measurement of stratospheric chromatic scintillation with the AMON-RA balloonborne spectrometer // Appl. Opt. 2001. V. 40. № 24. P. 4254–4260.
4. *Гречко Г.М., Гурвич А.С., Джанибеков В.А., Кан В., Савченко С.А.* Исследование вариаций плотности и температуры в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса // Исслед. Земли из космоса. 1989. № 4. С. 22–27.
5. *Gurvich A.S., and Brekhovskikh V.L.* Study of the turbulence and inner waves in the stratosphere based on the observations of stellar scintillations from space: a model of scintillation spectra // Waves Random Media. 2001. V. 11. N 1. P. 163–181.
6. *Гурвич А.С.* Флуктуации при наблюдении внеземных источников из космоса через атмосферу Земли // Изв. вузов. Радиофиз. 1984. Т. XXVII. № 8. С. 951–959.
7. *Гурвич А.С.* Спектры мерцания при наблюдениях покрытия звезд атмосферой Земли // Оптика атмосф. 1989. Т. 2. № 3. С. 239–245.
8. *Маракасов Д. А.* Спектры мерцаний звезд при их покрытии атмосферой Земли в первом приближении метода плавных возмущений // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 37–41.
9. *Справочник* по геофизике. Гл. 13. М.: Наука, 1965.

D.A. Marakasov. **Modeling stellar scintillation spectra during occultation by the Earth's atmosphere.**

Some factors limiting the applicability of phase-changing screen method for scintillation spectra modeling during stellar occultation by the Earth atmosphere are considered, and the necessity of more complicated models, in particular, those based on the first-order smooth perturbation method, is shown. The simulation results for the power-law correlation function of the atmospheric refractive index fluctuations are presented. The dependence of scintillation spectra on the receiver's location and direction of motion is studied.