

В. Кан

Когерентность и корреляция хроматических мерцаний звезд в спутниковом затменном эксперименте

Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 21.06.2004 г.

Рассчитаны модельные спектры и корреляционные функции хроматических мерцаний звезд при синхронном просвечивании земной атмосферы на разных длинах волн. Использована модель 3D спектра флуктуаций индекса рефракции, описывающая анизотропные и изотропные неоднородности. Расчеты проведены в приближении эквивалентного фазового экрана и приближении слабых мерцаний. Режим слабых мерцаний для низкоорбитальных спутников (станция «Мир», европейский спутник ENVISAT/GOMOS) реализуется для высот перигея луча от 25–30 км и выше. Показано, что характеристики мерцаний существенно зависят от геометрии и условий наблюдений и, в первую очередь, от направления сканирования атмосферы. Спектры когерентности позволяют уточнить диапазоны углов эффективно вертикальных и горизонтальных сечений атмосферы. Из автоспектров и спектров когерентности, полученных при эффективно горизонтальных сечениях, можно получить оценку коэффициента анизотропии неоднородностей. Совокупность спектров хроматических мерцаний для различных сечений атмосферы дает возможность определить основные статистические характеристики атмосферных неоднородностей в диапазоне высот 30–70 км. Использование корреляционных связей мерцаний на разных длинах волн позволяет уменьшить погрешности, связанные с «шумом» мерцаний, при определении содержания атмосферных компонент в спутниковом спектрометрическом методе прозрачности по звездам. На основе анализа спектров и корреляционных функций хроматических мерцаний выработаны рекомендации для оптимального планирования спутниковых наблюдений при мониторингах статистической структуры неоднородностей и содержания атмосферных компонент.

Введение

В последние годы активно разрабатывается метод исследования статистической структуры мелко-масштабных неоднородностей плотности в атмосфере, основанный на спутниковых затменных наблюдениях мерцаний звезд [1–5]. Под мерцаниями мы будем понимать относительные флуктуации принимаемого светового потока, вызванные дифракцией и рефракцией света на случайных неоднородностях.

Высокая чувствительность и пространственная разрешающая способность метода мерцаний обеспечиваются следующими обстоятельствами. Вследствие быстрого убывания плотности с высотой мерцания вызываемые неоднородностями, локализованными в области вблизи перигея луча. Расстояние от этой области до приемника даже для низкоорбитальных спутников (станция «Мир», ENVISAT/GOMOS, UVISI) составляет несколько тысяч километров. На трассе такой протяженности даже относительно небольшие флуктуации плотности приводят к значительным флуктуациям принимаемого излучения. При этом исключается влияние более плотных слоев атмосферы, расположенных ниже перигея луча.

Пространственное разрешение метода определяется «толщиной» зондирующего луча, мерой которой является радиус первой зоны Френеля. В оптическом диапазоне радиус зоны Френеля не превышает нескольких метров для спутникового эксперимента.

В мерцаниях существенно подчеркивается роль наиболее мелкомасштабных неоднородностей, поэтому высокое быстродействие приемника в методе мерцаний является одним из главных требований [4].

В зависимости от углового положения звезды относительно орбиты спутника могут быть реализованы различные траектории захода звезды за атмосферу – от вертикального до тангенциального. Совокупность сечений атмосферы по разным направлениям позволяет исследовать пространственную структуру неоднородностей, их характерные масштабы и анизотропию.

Измерения, проведенные на орбитальной станции «Мир» [2–5], показали, что фотометр с приемной апертурой 20 см позволяет надежно регистрировать атмосферные мерцания ярких звезд в диапазоне высот перигея луча от 70 до 15 км с пространственным разрешением до одного метра. Теория Татарского для слабых флуктуаций излучения, прошедшего через случайно неоднородную атмосферу, обеспечивает достаточно простой анализ данных в методе мерцаний на высотах выше 25–30 км [4, 5]. Ниже этой границы высот мерцания переходят в режим сильных флуктуаций, что затрудняет их интерпретацию. По диапазону охватываемых высот и пространственному разрешению метод мерцаний превосходит другие известные контактные (зонды, самолетные и ракетные измерения) и дистанционные (радарные, лидарные) методы измерений.

Успехи, достигнутые в мониторинге содержания озона, аэрозоля и других составляющих атмосферы по спутниковым спектрометрическим измерениям прозрачности по Солнцу (эксперименты серии SAGE), стимулировали разработку и постановку аналогичных экспериментов с использованием звезд в качестве источников излучения [6–8]. Использование звезд позволяет в сотни раз увеличить количество проводимых наблюдений в сутки и получать информацию по всему земному шару. Одной из главных проблем при наблюдении звезд является проблема мерцаний (в отличие от Солнца, где мерцания, отсутствуют) [8, 9]. Мерцания звезд выступают в роли дополнительного мультипликативного шума, являющегося одним из основных источников ошибок восстановления содержания озона и других составляющих атмосферы [9, 10]. Для анализа структуры мерцаний и их коррекции в каналах спектрометра в состав аппаратуры GOMOS дополнительно включены два быстрых фотометра [8].

Первые регулярные наблюдения мерцаний звезд в земной атмосфере были проведены на орбитальных станциях «Салют-7» и «Мир» [1–5]. В этих экспериментах было показано, что в стратосфере наблюдаются два типа неоднородностей: относительно крупномасштабные сильно анизотропные неоднородности и изотропные неоднородности. На базе проведенных экспериментов А.С. Гурвичем была разработана эмпирическая модель трехмерного (3D) спектра неоднородностей индекса рефракции, описывающая оба типа неоднородностей [5, 11]. Анализ данных измерений позволил получить оценки основных параметров 3D модели спектра стратосферных неоднородностей [5]. Эти измерения проводились с одночастотным фотометром. Подробное исследование модельных автоспектров мерцаний для различных параметров 3D модели спектра неоднородностей проведено в [11].

Дополнительные возможности для исследования атмосферных неоднородностей открываются при синхронном зондировании атмосферы на разных длинах волн. Использование спектров когерентности и фазы и корреляционных функций хроматических мерцаний (флуктуаций принимаемых световых потоков на разных длинах волн) позволяет получать дополнительную информацию о структуре атмосферных неоднородностей. Кроме того, в спектрометрическом методе прозрачности по звездам [6–8] весьма важной является информация не только об амплитуде «шума» мерцаний, но и о корреляции мерцаний в разных каналах спектрометра. Использование такой информации при коррекции мерцаний [8] и при решении обратной задачи восстановления содержания атмосферных компонент [10] позволяет в значительной степени уменьшить влияние «шума» мерцаний на точность восстановления.

Целью данной работы является анализ модельных спектров когерентности и корреляционных функций хроматических мерцаний в спутниковом затменном эксперименте при различных условиях

наблюдений. Большое число параметров и факторов, влияющих на характер наблюдаемых мерцаний, предопределяет разнообразие возможных ситуаций. Поэтому первоочередное значение приобретают классификация и анализ наиболее важных ситуаций. Мы проведем анализ применительно к задаче восстановления статистических характеристик атмосферных неоднородностей и задаче выбора оптимальной геометрии наблюдений для получения максимальной когерентности и корреляции хроматических мерцаний. Для расчетов использовано приближение эквивалентного фазового экрана, моделирующего влияние атмосферы на распространяющееся излучение, и приближение слабых мерцаний. Для низкоорбитальных спутников приближение слабых мерцаний реализуется для высот зондирования от 30 км и выше.

1. Атмосферные неоднородности и модель 3D спектра

Относительные флуктуации индекса рефракции $v = \delta N / \langle N \rangle$ ($N = n - 1$, n – показатель преломления, угловые скобки означают статистическое усреднение) в оптическом диапазоне равны относительным флуктуациям плотности воздуха. Будем полагать, что индекс рефракции для регулярной атмосферы $\langle N \rangle$ зависит только от расстояния от центра Земли с характерным масштабом, равным высоте однородной атмосферы $H_0 = 6 \div 8$ км. Зависимость $\langle N \rangle$ от длины волны λ определяется известным для воздуха дисперсионным соотношением [12]. Горизонтальные размеры перигейной области атмосферы, оказывающей существенное влияние на флуктуации принимаемого излучения, составляют несколько сотен километров, а расстояние от перигея луча до низкоорбитального спутника – несколько тысяч километров. Это позволяет для высот перигея луча выше 25–30 км использовать приближение фазового экрана, полагая, что на выходе из этой области промодулирована только фаза, а флуктуации интенсивности возникают при распространении на трассе между атмосферой и приемником. Характеристики статистически неоднородного фазового экрана и условия его применимости для рассматриваемой задачи подробно рассмотрены в [8, 13].

Наблюдения мерцаний звезд с орбитальной станции «Мир», проведенные при сканировании атмосферы под различными направлениями – от вертикального до горизонтального [1–5], позволили зарегистрировать и исследовать статистические характеристики неоднородностей двух типов – сильно анизотропных и изотропных. В силу разной симметрии вклад анизотропных и изотропных неоднородностей в результирующие мерцания существенно зависит от направления сканирования атмосферы или от угла захода α (под α мы будем понимать угол между локальной вертикалью и касательной к траектории луча на фазовом экране). При движении спутника по орбите характерные частоты изотропных мерцаний определяются скоростью смещения

луча в плоскости фазового экрана v_{\perp} , а анизотропных — ее вертикальной компонентой v_v . При вертикальном заходе $\alpha = 0^\circ$ эти скорости совпадают. При увеличении α вертикальная скорость v_v уменьшается и спектр анизотропных мерцаний смещается в низкочастотную область. В противоположность этому v_{\perp} увеличивается с ростом α и основная доля мощности изотропных мерцаний смещается в область высоких частот. Такая частотная селекция анизотропных и изотропных мерцаний для наклонных заходов позволяет разделить их вклады в результирующих мерцаниях. Высокое быстродействие использованного в [2–5] фотометра с частотой выборки сигнала до 16 кГц позволило исследовать характеристики не только анизотропных, но и изотропных мерцаний.

Статистические свойства случайной среды для задач распространения света описываются 3D пространственным спектром Φ_v относительных флуктуаций индекса рефракции [14]. На базе наблюдений мерцаний звезд Гурвичем разработана модель спектра Φ_v и восстановлены статистические характеристики анизотропных и изотропных неоднородностей в диапазоне высот 25–70 км [3, 5, 11]. Эта модель основана на предположении о статистической независимости изотропной и анизотропной компонент атмосферных неоднородностей:

$$\Phi_v = \Phi_W + \Phi_K, \quad (1)$$

где Φ_W — компонента спектра, описывающая анизотропные неоднородности, Φ_K — изотропные. Полагая, что изотропные неоднородности обусловлены колмогоровской турбулентностью, Φ_K может быть записана в виде [14]:

$$\Phi_K(\kappa) = 0,033C_K\kappa^{-11/3}\varphi_K(\kappa/\kappa_m), \quad (2)$$

где C_K — структурная характеристика; $\kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2}$, κ_z — вертикальное, κ_x и κ_y — горизонтальные волновые числа (κ_x — вдоль направления луча; κ_y — вдоль касательной к лимбу Земли); $\kappa_m = 5,92/l_K$, l_K — внутренний масштаб турбулентности. Функция $\varphi_K(\kappa/\kappa_m)$ описывает затухание в области молекулярной вязкости, и мы зададим ее в виде гауссовской функции [14].

Как показывают результаты наблюдений мерцаний звезд [1–5], анизотропная компонента может быть описана в рамках модели насыщенных внутренних волн, для которой 3D спектр можно записать в виде [5, 11]:

$$\Phi_W = C_W\eta^2(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-5/2}\varphi_W(\kappa/\kappa_W); \quad \kappa = \sqrt{\eta^2\kappa_{\perp}^2 + \kappa_z^2}, \quad (3)$$

где C_W — аналог структурной характеристики; η — коэффициент анизотропии; $\kappa_{\perp} = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ и L_0 — вертикальный внешний масштаб неоднородностей, $\kappa_W = 2\pi/l_W$ и l_W — масштаб «турбулентной вязкости» (внутренний масштаб) анизотропных неоднородностей. В качестве функции φ_W , описы-

вающей затухание спектра в мелкомасштабной области, по горизонтальным волновым числам мы будем использовать, для упрощения расчетов, гауссовскую функцию, а по вертикальным — степенную функцию вида $(1 + \kappa_z^2/\kappa_W^2)^{-1}$, которая лучше согласуется с данными измерений [3, 5].

Модель 3D спектра (1)–(3) определяется следующими основными параметрами: структурными характеристиками C_W , C_K , характерными внутренними масштабами неоднородностей l_W , l_K , внешним масштабом L_0 и коэффициентом анизотропии η для анизотропной компоненты спектра. Мерцания для колмогоровской компоненты спектра нечувствительны к внешнему масштабу неоднородностей [14]. При анализе следует также учесть параметры, определяющие условия измерений и приемную аппаратуру. Наиболее важными из них, как было показано в [4, 5, 8, 11], являются: угол захода α , длины волн λ_1 и λ_2 , эффективные полосы длин волн принимаемого излучения $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$, частота выборки и время накопления сигнала в выборке τ , характеристики измерительных шумов. При анализе в качестве базовых аппаратурных параметров мы будем использовать характеристики быстрых фотометров GOMOS. Напомним, что для них $\lambda_1 = 495$ нм и $\lambda_2 = 675$ нм, ширина оптических фильтров $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = 50$ нм, $\tau = 1$ мс (частота выборки 1000 Гц). Угол захода α может изменяться от 0 до 90° .

Хроматические эффекты в мерцаниях при просвечивании обусловлены следующими обстоятельствами. Из-за дисперсии регулярной атмосферной рефракции в точку приема одновременно приходят лучи λ_1 и λ_2 , разнесенные по вертикали в атмосфере [8]. Хроматический сдвиг лучей $\Delta\lambda$ определяется длинами волн и высотой перигеев лучей. Если излучения к тому же принимаются в некоторых эффективных полосах светофильтра $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$, то они дополнительно сглаживаются по соответствующим вертикальным масштабам фильтров $\Delta\rho_1$ и $\Delta\rho_2$ [8, 11]. Для вертикальных сечений атмосферы и близких к ним фильтры приводят к сглаживанию высокочастотных мерцаний. Для сечений, близких к горизонтальным, фильтры приводят к уменьшению амплитуд мерцаний, при этом высокочастотная структура мерцаний сохраняется. Кроме того, различие в длинах волн приводит к различию дифракционных эффектов при распространении, в частности, к дифракционной декорреляции мерцаний. Хроматический сдвиг и влияние фильтров подробно рассмотрены в [4, 8, 11].

Анализ рассматриваемой задачи существенно упрощается, если ограничиться режимом слабых мерцаний. Условием слабых мерцаний является малость по сравнению с единицей относительных дисперсий изотропных и анизотропных мерцаний [14]. В этом случае корреляционные функции и спектры мерцаний для модели (1) также можно представить в виде суммы изотропных и анизотропных компонент мерцаний [5]. Непосредственно из экспериментальных данных можно получать

оценки 1D спектров и корреляционных функций хроматических мерцаний вдоль некоторого отрезка траектории наблюдений. В [5, 8, 11] приведены все соотношения, необходимые для расчета 1D взаимных спектров и взаимных корреляционных функций хроматических мерцаний по заданной модели 3D спектра атмосферных неоднородностей с учетом светофильтров и времени накопления сигнала. Соотношения эти достаточно громоздкие, и мы не будем повторять их здесь. Отметим только, что переход от измеряемых временных (частотных) зависимостей к пространственным волновым числам осуществляется на основе гипотезы «замороженности» [14]. Сначала мы рассмотрим отдельно свойства анизотропных и изотропных мерцаний, а затем – результирующих мерцаний.

2. Анизотропные мерцания

Вертикальный внутренний масштаб l_W в диапазоне высот 30–70 км несколько возрастает с высотой, и его значения, в основном, заключены в пределах от десятка до сотни метров [5]. Значения l_W существенно превышают вертикальный размер первой зоны Френеля

$$\rho_F = \sqrt{2\pi q \lambda L} \approx 3 \text{ м}$$

(q – коэффициент регулярного рефракционного ослабления и $q = 0,7–1,0$ в интересующем диапазоне высот; $L \approx 2000–3500$ км – расстояние от плоскости фазового экрана до наблюдателя), поэтому дифракционные эффекты несущественны для анизотропных мерцаний. Кроме того, если полосы пропускания светофильтров достаточно узкие, l_W также больше вертикальных масштабов осреднения фильтров Δp_1 и Δp_2 [8] (для быстрых фотометров GOMOS Δp_1 и Δp_2 не превышают 5 м для высот выше 30 км), поэтому масштаб l_W является основным масштабом анизотропных мерцаний [8]. Внешний масштаб L_0 задает насыщение спектра неоднородностей Φ_W в области низких частот. Следуя [15], будем полагать, что он связан с l_W некоторым коэффициентом. Коэффициент анизотропии является одним из наиболее важных и в то же время одним из наиболее слабо исследованных параметров. Наблюдения мерцаний звезд на наклонных заходах [1] позволили получить оценку $\eta > 25$. Информация о коэффициенте анизотропии в явном виде содержится в данных наблюдений тангенциальных заходов. При тангенциальных заходах звезда на ветви захода опускается до высоты h_{\min} , а затем, не заходя за горизонт Земли, снова восходит. В некоторой области вблизи h_{\min} звезда движется практически параллельно земному лимбу, осуществляя тем самым горизонтальное сканирование атмосферных неоднородностей. Для двух тангенциальных наблюдений [16, 17] по автоспектрам мерцаний, при некоторых упрощающих предположениях, была получена оценка $\eta \approx 100$. Как будет показано ниже, используя спектры когерентности мерцаний, можно получить более корректные оценки коэффициента анизотропии.

Важным интегральным параметром задачи является дисперсионный сдвиг между лучами Δ_A в плоскости фазового экрана. Высота зависимость Δ_A для быстрых фотометров GOMOS приведена в [8]. Его значения, зависящие от длин волн и пропорциональные их разности, для высот перигея выше 30 км возрастают примерно экспоненциально с уменьшением высоты. Ниже 30 км Δ_A для быстрых фотометров GOMOS медленно насыщается примерно к 100 м. Отметим, что по модели стандартной атмосферы $\Delta_A = 9,9$ м для высоты перигея 30 км и $\Delta_A = 2,3$ м для высоты 40 км. Поскольку дифракционные эффекты для анизотропных мерцаний несущественны, то дисперсионный сдвиг Δ_A играет роль основного фактора, вызывающего декорреляцию мерцаний на разных длинах волн.

В зависимости от угла α заходы можно условно разделить на две категории: эффективно вертикальные и горизонтальные. Условие для эффективно вертикальных заходов для анизотропных неоднородностей, полученное из простых качественных рассуждений, можно записать в виде [8]:

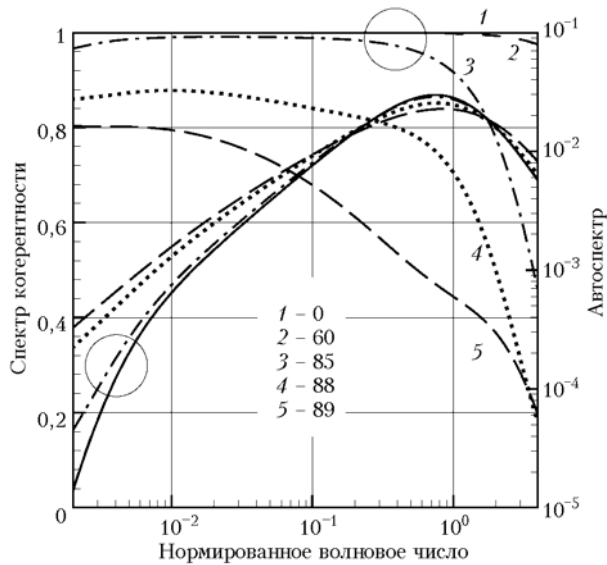
$$\operatorname{tg} \alpha < G_W \equiv \eta \frac{l_a^*}{2\pi \Delta_A + l_a^*}, \quad (4)$$

где l_a^* – характерный вертикальный масштаб неоднородностей, дающих основной вклад в мощность мерцаний. При выполнении условия (4) можно полагать, что оба луча при высоте перигея выше 30 км, в основном, пересекают одни и те же неоднородности в атмосфере (со сдвигом по высоте или времени) и мерцания полностью определяются только вертикальной структурой неоднородностей. При этом когерентность и корреляция мерцаний на разных длинах волн близки к максимальной. При увеличении угла захода α условие (4) нарушается, начиная с мелкомасштабных неоднородностей и, соответственно, когерентность мерцаний на разных длинах волн разрушается в первую очередь в высокочастотной области. Для быстрых фотометров GOMOS роль l_a^* играет внутренний масштаб l_W . В этом случае характерная частота мерцаний в высокочастотной области определяется l_W . Если сигналы усредняются по достаточно большим интервалам Δt_{av} (как, например, в спектрометрических каналах UVISI [6] и ENVISAT/GOMOS [7, 8] с $\Delta t_{av} = 0,25 – 0,5$ с), то в этом случае роль «коррелирующего» масштаба l_a^* для анизотропных мерцаний играет масштаб вертикального осреднения $v_c \Delta t_{av}$ [8]. Поскольку, как правило, этот масштаб осреднения много больше внутреннего масштаба l_W , то диапазон эффективно вертикальных углов с высокими значениями когерентности и корреляции дополнительно расширяется в соответствии с (4). Для вертикальных заходов мерцания не содержат в явном виде информацию о коэффициенте анизотропии η .

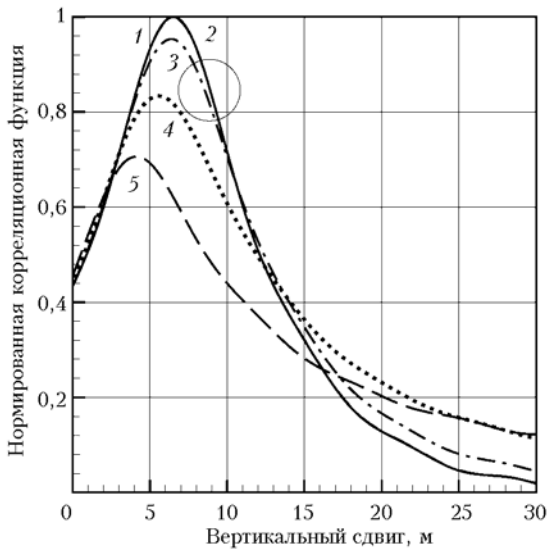
При выполнении неравенства, обратного (4), заходы можно считать эффективно горизонтальными. При этом когерентность и корреляция мерцаний на

разных длинах волн для быстрых фотометров существенно образом зависят от соотношения между масштабами l_W и Δ_A . Если вертикальное разнесение между лучами Δ_A больше «коррелирующего» масштаба l_W , то когерентность и корреляция для горизонтального сканирования существенно меньше, чем для вертикального.

На рис. 1 показаны 1D модельные автоспектры, спектры когерентности и нормированные взаимные корреляционные функции хроматических мерцаний.



а



б

Рис. 1. Спектры когерентности (кривые 1–5), автоспектры (а) и нормированные корреляционные функции (б) анизотропных хроматических мерцаний для эффективно вертикальных заходов, а также углы захода (град) для спектров и корреляционных функций

Для спектров по оси абсцисс отложены значения нормированного вертикального волнового числа $\kappa_{zn} = \kappa_z / \kappa_W$, для корреляционной функции – вертикальный сдвиг Δh между сигналами λ_1 и λ_2 , введенный в канал фотометра λ_1 . Автоспектры (они

приведены только для длины волны λ_1) представлены в виде безразмерного произведения волнового числа на спектральную плотность мерцаний: $\kappa_{zn} \cdot V_J(\kappa_{zn}, \lambda_1)$. Спектры когерентности приведены в виде

$$\text{coh}(\kappa_{zn}, \lambda_1, \lambda_2) = |V_J(\kappa_{zn}, \lambda_1, \lambda_2)|^2 / V_J(\kappa_{zn}, \lambda_1) V_J(\kappa_{zn}, \lambda_2),$$

где $V_J(\kappa_{zn}, \lambda_1)$ и $V_J(\kappa_{zn}, \lambda_2)$

– автоспектральные, а $V_J(\kappa_{zn}, \lambda_1, \lambda_2)$ – взаимная спектральная плотность мерцаний на разных длинах волн. Нормированная взаимная корреляционная функция приведена в виде

$$R(\Delta h, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{\langle \delta J(h, \lambda_1) \delta J(h + \Delta h, \lambda_2) \rangle}{\sqrt{\langle \delta J^2(h, \lambda_1) \rangle \langle \delta J^2(h, \lambda_2) \rangle}},$$

где δJ – относительные флуктуации принимаемого светового потока на соответствующей длине волны. Взаимная корреляционная функция

$$B(\Delta h, \lambda_1, \lambda_2) = \langle \delta J(h, \lambda_1) \delta J(h + \Delta h, \lambda_2) \rangle$$

связана с взаимным спектром $V_J(\kappa_{zn}, \lambda_1, \lambda_2)$ Фурье-преобразованиями [18]. Расчеты проводились для следующих условий: излучения монохроматические ($\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = 0$) с длинами волн $\lambda_1 = 495$ и $\lambda_2 = 675$ нм, высота перигея луча $h = 33$ км (для этой высоты дисперсионный сдвиг $\Delta_A = 6,5$ м), коэффициент анизотропии $\eta = 30$, внутренний масштаб $l_W = 30$ м, отношение внешнего масштаба к внутреннему $L_0 / l_W = 300$.

Из рис. 1 видно, что при выполнении неравенства (4) заходы могут быть интерпретированы как эффективно вертикальные (для выбранных условий это заходы с $\alpha \leq 85^\circ$ – соответствующие кривые объединены кружками). Автоспектры близки друг к другу, а когерентность и максимумы корреляционных функций R_{\max} близки к единице. Высоко-частотная граница затухания автоспектров определяется внутренним масштабом l_W . Этим же масштабом определяется и радиус корреляции хроматических мерцаний. Максимум корреляционной функции R_{\max} наблюдается при полной компенсации хроматического сдвига между лучами λ_1 и λ_2 : $\Delta h_{\max} = \Delta_A$. Затухание автоспектров в низкочастотной (крупномасштабной) области обусловлено внешним масштабом L_0 [15]. Характер этого затухания и значение граничной частоты зависят от способа введения внешнего масштаба в модель 3D спектра Φ_W .

Структурная характеристика C_W входит в виде коэффициента пропорциональности для амплитуды автоспектра [8, 11]. Зависимость от коэффициента анизотропии η проявляется в нелинейной зависимости амплитуд автоспектров от η . Они увеличиваются примерно пропорционально η для $\eta < 30$ и быстро насыщаются для $\eta > 30$ (переход к сферически-слоистым неоднородностям) [11].

При увеличении угла захода ($\alpha > 85^\circ$) поведение всех кривых меняется. В автоспектрах исчезает информация о внешнем масштабе. Когерентность и максимумы корреляционной функции быстро убывают, кроме того, смещается и положение R_{\max} .

Таким образом, критерием условия (4) эффективно вертикального захода может служить высокий уровень когерентности и R_{\max} мерцаний на разных длинах волн. В этом случае для анизотропных неоднородностей можно оценить следующие параметры модели 3D спектра Φ_W : внутренний l_W и внешний L_0 масштабы неоднородностей по характерным частотам затухания автоспектров; структурную характеристику C_W (если известна оценка коэффициента анизотропии η). Кроме того, можно определять дисперсионный сдвиг Δ_A , по которому, в частности, можно восстановить регулярный высотный профиль индекса рефракции в предположении о локальной сферической симметрии его распределения, используя абелевскую инверсию [8].

Отметим, что дисперсионный сдвиг можно также определять по фазовому спектру хроматических мерцаний [8]. Мы рассматриваем здесь корреляцию мерцаний ввиду ее важности для задач восстановления содержания озона и других компонент в спектрометрических наблюдениях [8–10]. Определить коэффициент анизотропии только из вертикальных заходов без дополнительной априорной информации невозможно.

Рассмотрим возможность оценки коэффициента анизотропии η по данным тангенциальных заходов. В этом случае на эффективно горизонтальном участке реализации характерные частоты автоспектров мерцаний определяются «горизонтальным» внутренним масштабом неоднородностей ηl_W . Как уже указывалось выше, когерентность мерцаний на разных длинах волн при горизонтальном сканировании существенно зависит от соотношения между масштабами l_W и Δ_A . Таким образом, появляется возможность независимой оценки внутреннего масштаба l_W по спектру когерентности. Имея оценку l_W , можно определить коэффициент анизотропии η , «расцепив» характерный масштаб ηl_W .

На рис. 2 для высоты 33 км приведены спектры когерентности в зависимости от нормированных горизонтальных волновых чисел $k_y \eta l_W / 2\pi$. Из рис. 2,а видно, что в некотором диапазоне углов захода ($\text{tg} \alpha \geq 10 C_W$, кривые объединены кружком) спектры когерентности сохраняют свой вид и практически совпадают для $\eta = 10$ и 100. Участки траекторий, попадающие в этот диапазон углов, можно рассматривать как эффективно горизонтальные, спектральные амплитуды когерентности при этом минимальны. Для рассмотренных условий им соответствуют углы $\alpha = 90-88,3^\circ$ для $\eta = 10$ и $\alpha = 90-89,8^\circ$ для $\eta = 100$. Отметим, что для тангенциальных заходов GOMOS этим углам отвечают участки траекторий протяженностью примерно 1000 и 150 км соответственно с каждой стороны относительно точки минимума h_{\min} . При отклонении траектории от эффективно горизонтального

(уменьшении α) спектры когерентности быстро меняются.

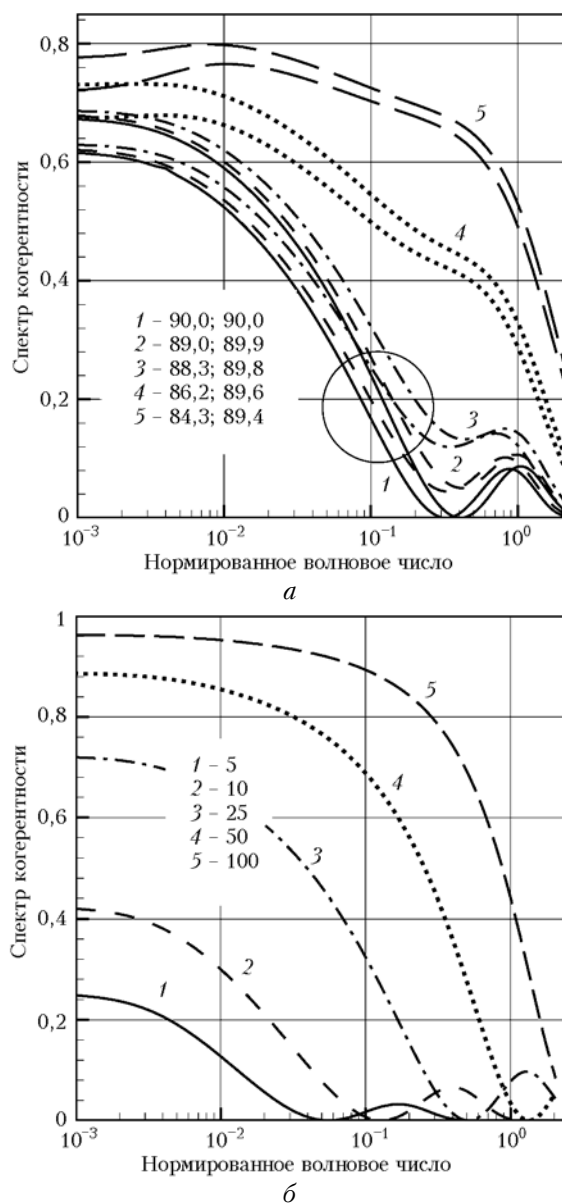


Рис. 2. Спектры когерентности анизотропных хроматических мерцаний для тангенциальных заходов: а – расчет для коэффициента анизотропии $\eta = 10$ (углы захода (град) приведены в первой колонке на врезке) и $\eta = 100$ (углы захода во второй колонке); $l_W = 20$ м; кривые для $\eta = 100$ проходят выше аналогичных кривых для $\eta = 10$; б – расчет при $\alpha = 90^\circ$ для разных внутренних масштабов l_W (значения l_W приведены в метрах на врезке)

На рис. 2,б показано, что «горизонтальные» спектры когерентности сильно зависят от внутреннего масштаба l_W (точнее, от соотношения между Δ_A и l_W). Наиболее сильные изменения спектров когерентности происходят, когда значения «коррелирующего» масштаба l_W и «декоррелирующего» $2\pi\Delta_A$ сравнимы по величине ($l_W = 10 \div 50$ м на рис. 2). Этому условию для быстрых фотометров GOMOS отвечает диапазон высот 30–40 км [5, 8].

То обстоятельство, что спектры когерентности для эффективно горизонтального сканирования сильно зависят от l_W и при этом малочувствительны к η , позволяет получить из них оценку l_W . Для этого можно использовать значения Δ_A по модели стандартной атмосферы, так как вариациями регулярного профиля индекса рефракции (и, следовательно, Δ_A) при оценках η можно пренебречь. Далее, используя полученную из автоспектров оценку характерного горизонтального масштаба ηl_W , можно определить и η . В то же время по горизонтальным наблюдениям нельзя оценить внешний масштаб.

Эффективно горизонтальный разрез реализуется вблизи точки h_{\min} и все восстанавливаемые параметры 3D спектра Φ_W относятся к этой высоте. Поэтому интересным представляется проведение цикла тангенциальных наблюдений одной и той же звезды на последовательных витках орбиты спутника. Вследствие прецессии орбиты высота h_{\min} на каждом последующем витке будет возрастать (либо убывать), обеспечивая, таким образом, высотный набор горизонтальных сечений атмосферы. Совокупность эффективно вертикальных и тангенциальных заходов позволяет определить все параметры спектра Φ_W .

Влияние фильтров становится существенным в том случае, когда масштабы высотного осреднения фильтров Δp_1 и Δp_2 становятся сравнимыми или превышают внутренний масштаб l_W (малые высоты и/или широкие полосы пропускания фильтров) [8, 11]. В случае быстрых фотометров GOMOS влияние фильтров становится существенным для высот зондирования ниже 30–35 км.

Здесь мы не обсуждаем подробно проблему коррекции измерительных шумов. Отметим только, что, используя калибровочные записи излучений звезды вне атмосферы (на высотах около 100 км и выше), для дробового шума фотоприемников, описываемого законом распределения Пуассона, можно оценить все необходимые статистические моменты шума для атмосферных измерений. Практическое использование этой процедуры и характерные параметры шума при наблюдениях мерцаний приведены в [1–5]. Статистическая погрешность коррекции шума в автоспектрах определяется длительностями реализаций, использованных для оценки шума и автоспектров. Взаимный спектр $V_f(\kappa, \lambda_1, \lambda_2)$ и взаимная корреляционная функция $B(\Delta h, \lambda_1, \lambda_2)$ хроматических мерцаний от квантового шума не зависят. В спектр когерентности coh и нормированную корреляционную функцию R остаточная ошибка коррекции шума вносится автоспектрами и дисперсиями мерцаний, которые используются для нормировок. Уровень шума определяется яркостью наблюдаемой звезды, а отношение мерцания/шум зависит от высоты зондирования. Влияние шума более существенно для больших высот перигея (45–50 км и выше), где его уровень сравним с мерцаниями. С уменьшением высоты относительная мощность мерцаний возрастает примерно экспоненциально, а шума — обратно

пропорционально средней интенсивности сигнала, поэтому влияние шума уменьшается. На низких высотах (ниже 20–25 км) роль шумов снова возрастает вследствие значительного ослабления излучения в атмосфере и насыщения мерцаний в режиме сильных флуктуаций.

3. Изотропные мерцания

Внешний масштаб колмогоровской турбулентности не проявляется в спектрах мерцаний [14, 19]. Для выбранной модели спектра Φ_K параметрами, которые можно восстановить из наблюдения мерцаний, являются структурная характеристика S_K и внутренний масштаб l_K [5, 11]. Характерные значения внутреннего масштаба в стратосфере находятся в диапазоне от нескольких дециметров до нескольких метров, возрастая с увеличением высоты [5]. Эти значения сравнимы или даже меньше радиуса зоны Френеля r_F , поэтому для изотропных мерцаний существенны дифракционные эффекты. Роль «коррелирующего» масштаба l_i^* для хроматических мерцаний играют r_F (или l_K , если $l_K > r_F$, или их комбинация), поскольку основной вклад в мощность изотропных мерцаний вносят неоднородности с масштабами r_F и/или l_K [8, 14]. «Декоррелирующим» масштабом по-прежнему является хроматический сдвиг Δ_A . Если мерцания на каждой длине волны (1D пространственные автоспектры) вследствие изотропии неоднородностей не зависят от направления сканирования атмосферы, то корреляция и когерентность мерцаний на разных длинах волн существенно зависят от угла захода. Это связано с тем, что хроматический сдвиг происходит вдоль выделенного направления — местной вертикали. Для изотропных неоднородностей максимум корреляции наблюдается тогда, когда сигналы λ_1 и λ_2 соответствуют минимальному расстоянию между лучами $l_{\min} = \Delta_A \sin \alpha$. Когерентность и корреляция хроматических мерцаний высоки, если заходы близки к вертикальным $\alpha \approx 0^\circ$ и оба луча последовательно пересекают одни и те же неоднородности. По аналогии с предыдущим случаем будем называть такие заходы эффективно вертикальными. В этом случае декорреляция определяется дифракционными эффектами либо различием масштабов фильтров Δp_1 и Δp_2 . Для наклонных заходов, если «коррелирующий» масштаб l_i^* меньше l_{\min} , лучи пересекают разные неоднородности и когерентность быстро падает при увеличении α .

Условие «вертикальности» на углы захода для изотропных неоднородностей может быть получено из условия, что $l_{\min} < l_i^*$, и записано в виде, аналогичном (4):

$$\sin \alpha < G_K \equiv l_i^* / (2\pi \Delta_A). \quad (5)$$

Условие (5) налагает существенно более жесткие ограничения на диапазон углов, для которых когерентность и корреляция достаточно значимы. Это связано не только с тем, что $\eta = 1$, но с тем, что r_F и l_K существенно меньше l_W . В условии (5)

[так же как и в (4)] должны быть учтены эффекты, связанные со смещением неоднородностей перпендикулярно лучу из-за вращения атмосферы вместе с Землей. Эти эффекты зависят от ориентации орбиты спутника и наблюдаемой звезды и максимальны в случае, когда плоскость фазового экрана совпадает с плоскостью небесного экватора. В этом случае поправки к углу захода могут достигать 9° . Укажем также на следующее принципиальное отличие условий (4) и (5). Для изотропных неоднородностей в качестве «коррелирующего» масштаба всегда выступают ρ_F (или l_K), поскольку мерцания во всем спектре масштабов определяются самыми мелкомасштабными неоднородностями [8, 14]. Поэтому для колмогоровской турбулентности, в отличие от анизотропных неоднородностей, временное усреднение сигналов в спектрометрических (низкочастотных) каналах спектрометров UVISI и ENVISAT/GOMOS не приводит к расширению диапазона углов захода с высокими значениями когерентности и корреляции [8].

На рис. 3,а показаны спектры когерентности монохроматических излучений $\lambda_1 = 495$ нм, $\lambda_2 = 675$ нм для двух высот. Углы захода α для 30 км пересчитаны из 40 км в соответствии с (5) и соответствующие спектры когерентности практически совпадают друг с другом. Для сравнения приведены также кривые для 40 км с $l_K = 5$ м. На рис. 3,б приведены нормированные взаимные корреляционные функции R для 40 км, рассчитанные для быстрых фотометров GOMOS и для монохроматических излучений λ_1 и λ_2 . Из рис. 3 видно, что когерентность и корреляция быстро падают при отклонении захода от вертикального всего лишь на несколько градусов, тогда как для анизотропных неоднородностей диапазон эффективно вертикальных углов простирается вплоть до 85° (см. рис. 1). Введение внутреннего масштаба $l_K = 5$ м (на рис. 3,а) приводит к заметному возрастанию когерентности: при $\alpha = 0^\circ \text{ coh} \approx 1$, что соответствует переходу к геометрооптическому приближению $l_K \gg \rho_F$.

Вид корреляционных функций R для монохроматических излучений λ_1 и λ_2 при $l_K = 0$ м (рис. 3,б, немаркированные кривые) полностью определяется дифракционными эффектами. Соответственно радиус корреляции в этом приближении задается ρ_F и практически не зависит от высоты. Отличие R_{max} от единицы обусловлено дифракционной декорреляцией. R_{max} наблюдается при высотном сдвиге $\Delta h_{\text{max}} = \Delta_A \cos^2 \alpha$, который соответствует минимальному расстоянию между траекториями лучей $l_{\text{min}} = \Delta_A \sin \alpha$. Это смещение с фактором $\cos^2 \alpha$ (по сравнению с анизотропными мерцаниями) видно на рисунке для $\alpha = 20^\circ$. Временной сдвиг соответственно равен $\Delta t_{\text{max}} = (\Delta_A / v_v) \cos^2 \alpha$. Как уже отмечалось выше, для изотропных мерцаний существенную роль могут играть фильтры и время накопления сигнала в выборке τ . Влияние фильтров и времени накопления сказывается различным образом, так как фильтры дают усреднение вдоль вертикали, а временное накопление — вдоль траектории луча. Оба этих эффекта приводят к уширению

корреляционных функций R , при этом фильтры дополнительно смещают R_{max} при отклонении заходов от вертикальных. Влияние фильтров быстро нарастает с уменьшением высоты (масштабы фильтров Δp_1 и Δp_2 растут примерно экспоненциально при уменьшении высоты), а масштаб временного усреднения практически не зависит от высоты.

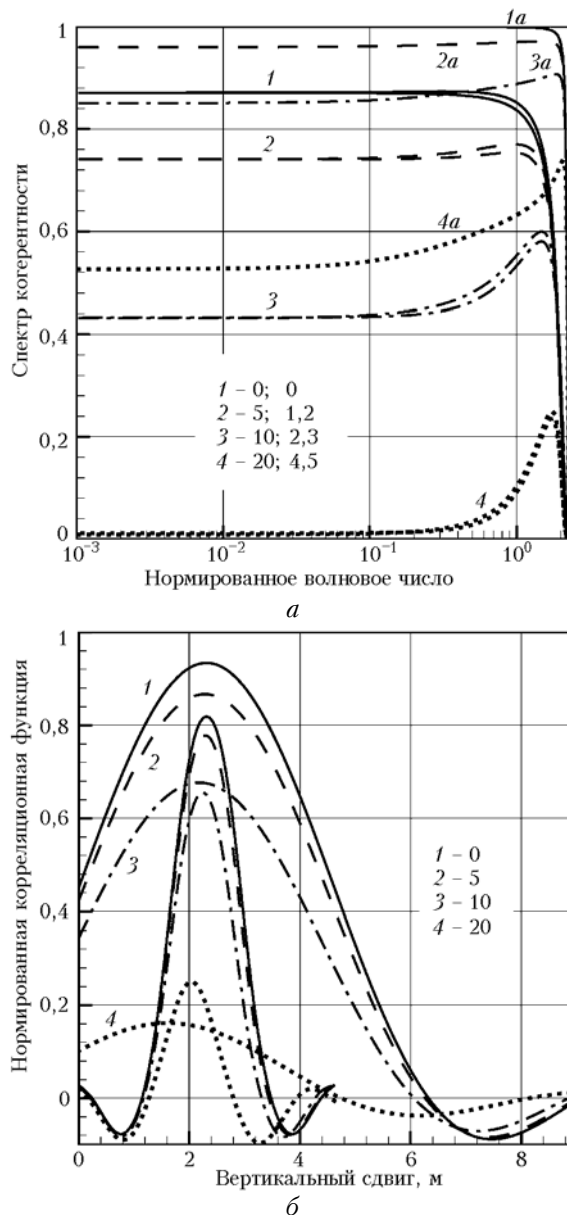


Рис. 3. Спектры когерентности и корреляционные функции изотропных хроматических мерцаний: а — цифрами 1–4 отмечены спектры когерентности для двух монохроматических излучений с внутренним масштабом $l_K = 0$ м для высоты 30 км (углы захода (град) в первой колонке) и 40 км (углы захода во второй колонке); кривые 1а–4а соответствуют расчетам для 40 км с $l_K = 5$ м; б — цифрами 1–4 отмечены расчеты при $h = 40$ км для условий быстрых фотометров GOMOS (углы захода (град) на врезке); немаркированные кривые — расчеты для двух монохроматических излучений

Маркированными кривыми на рис. 3,б показаны R , рассчитанные для условий быстрых фотометров

GOMOS на высоте 40 км. На этой высоте основные эффекты (уширение R , увеличение R_{\max} для малых α) обусловлены усреднением сигналов по $\tau = 1$ мс. Для высот 35 км и ниже основное влияние на сигналы фотометров GOMOS оказывают фильтры.

4. Мерцания для двухкомпонентной модели

Сначала на примере автоспектров $fV_f(f, \lambda_1)$ рассмотрим отмеченные в разд. 1 эффекты частотной селекции и фильтров в результирующих мерцаниях [11]. На рис. 4,а демонстрируются эти эффекты для высоты 33 км.

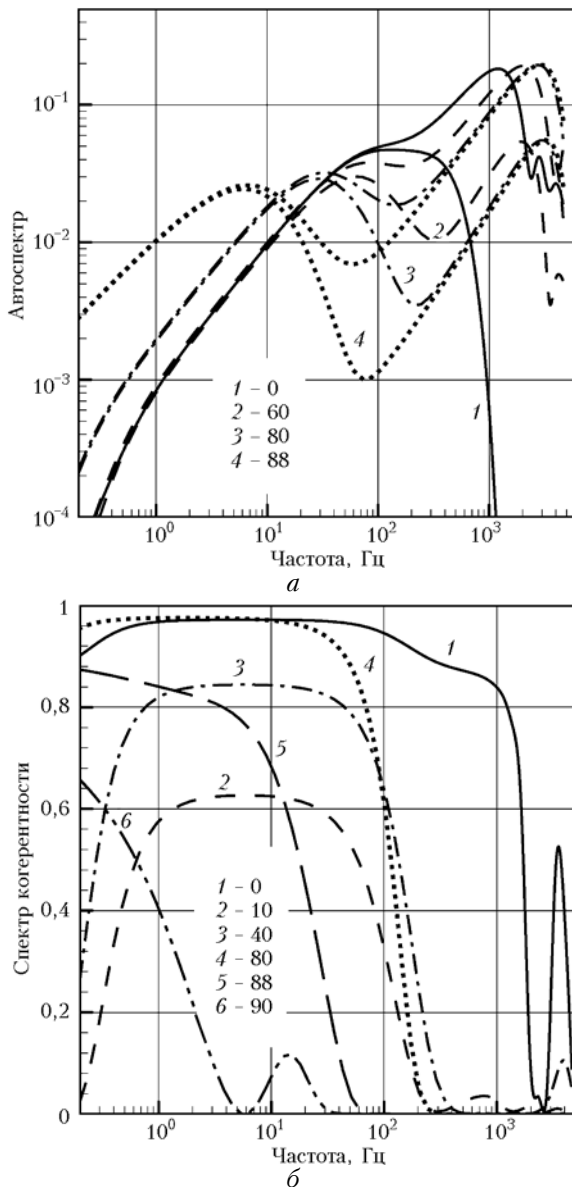


Рис. 4. Автоспектры и спектры когерентности хроматических мерцаний для двухкомпонентной модели 3D спектра неоднородностей: а – автоспектры для двух монохроматических излучений и в полосе фильтров (последние отмечены цифрами 1–4); б – спектры когерентности в полосе фильтров; соответствующие углы захода (град) приведены на врезках

Расчет проводился для следующих параметров модели 3D спектра: $l_W = 30$ м, $\eta = 30$, $l_K = 0$; для структурных характеристик C_W и C_K взяты их средние значения на этой высоте из измерений [5]. Немаркированные кривые показывают эффект частотного разнесения анизотропных (низкочастотных) и изотропных (высокочастотных) монохроматических мерцаний при увеличении угла захода. Прием излучений в конечной полосе светофильтра (маркированные кривые) для заходов, близких к вертикальным, приводит, главным образом, к сглаживанию высокочастотных составляющих мерцаний. Масштаб и характерная частота сглаживания определяются масштабами фильтров Δp_1 и Δp_2 . Для наклонных заходов с $\alpha \geq 60^\circ$ фильтры приводят к значительному уменьшению спектральных амплитуд изотропных мерцаний. Следует также учесть, что конечное время накопления сигнала за время выборки τ ($\tau = 1$ мс и частота Найквиста равна 500 Гц для быстрых фотометров GOMOS) приводит к сглаживанию высокочастотных мерцаний. Для наклонных заходов это дополнительно уменьшает вес (дисперсию) изотропных (некоррелированных) мерцаний, увеличивая R_{\max} .

На примере захода с $\alpha = 80^\circ$ (маркированная кривая 3 на рис. 4,а) рассмотрим более подробно поведение автоспектра результирующих мерцаний. Низкочастотную компоненту автоспектра представляют, в основном, анизотропные мерцания. Частота ее максимума задается внутренним масштабом анизотропных неоднородностей l_W : $f_a^* \propto v_v / l_W$. Частота, на которой автоспектр отклоняется от линейной зависимости в низкочастотной области, определяется внешним масштабом L_0 . Спектральные амплитуды определяются структурной характеристикой C_W , и, кроме того, они зависят от коэффициента анизотропии η [11]. Изотропные мерцания определяют высокочастотную компоненту автоспектра. Частота ее максимума задается радиусом зоны Френеля ρ_F : $f_i^* \propto v_\perp / \rho_F$ (или внутренним масштабом колмогоровской турбулентности l_K , если $l_K \geq \rho_F$). Спектральные амплитуды определяются структурной характеристикой C_K , а также внутренним масштабом l_K , если $l_K \geq \rho_F$ [11, 14].

На рис. 4,б показан расчет спектров когерентности для $\lambda_1 = 495$, $\lambda_2 = 675$ нм и полосами $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = 50$ нм для высоты 33 км. Когерентность максимальна для чисто вертикального захода $\alpha = 0^\circ$ (кривая 1), при которой обе компоненты мерцаний – анизотропная и изотропная – характеризуются наивысшей когерентностью. Отличие $\text{coh}(f)$ от единицы связано как с различием масштабов фильтров Δp_1 и Δp_2 , так и с дифракционными эффектами для изотропной компоненты мерцаний. Однако уже при $\alpha = 10^\circ$ (кривая 2) результирующая когерентность резко падает вследствие того, что изотропные мерцания становятся некогерентными и дают вклад в результирующие мерцания как некоррелированный шум. При увеличении угла захода (кривые 3 и 4) когерентность снова

возрастает, поскольку анизотропные мерцания по-прежнему обладают высокой когерентностью, а вес изотропных (некогерентных) мерцаний прогрессивно уменьшается из-за частотной селекции и подавления фильтрами. Можно отметить, что при $\alpha = 80^\circ$ влияние изотропной компоненты на результирующую когерентность достаточно мало и когерентность близка к той, что дают чисто анизотропные мерцания. Диапазон частот, где когерентность значима, соответствует частотному диапазону анизотропных мерцаний. При дальнейшем увеличении угла $\alpha = 88^\circ$ когерентность падает, так как эти углы уже выходят из диапазона эффективно вертикальных углов и для анизотропных неоднородностей, как это видно из рис. 1 (при сравнении следует принять во внимание, что на рис. 1 по шкале абсцисс отложена пространственная частота). При $\alpha = 90^\circ$ когерентность минимальная и ее спектр имеет вид, характерный для горизонтальных сечений (см. рис. 2).

Как показывают расчеты корреляционных функций, наибольшие значения R_{\max} достигаются на заходах, близких к вертикальным, с $\alpha \approx 0^\circ$, для которых обе компоненты мерцаний максимально коррелированы. Радиус корреляции при этом минимален, так как в этом случае весомый вклад вносится изотропной компонентой, радиус корреляции которой значительно меньше, чем для анизотропной. При отклонении угла захода на несколько градусов от вертикали корреляция результирующих мерцаний определяется, в основном, только анизотропной компонентой. Радиус корреляции при этом увеличивается и определяется l_w .

Зависимость значений R_{\max} от угла захода для быстрых фотометров GOMOS приведена на рис. 5.

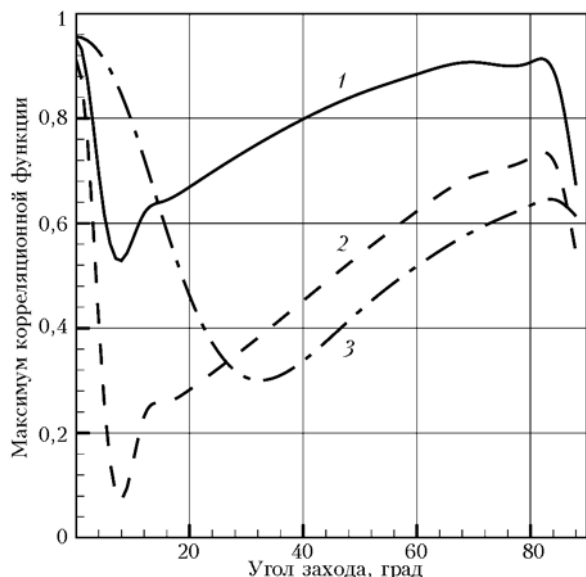


Рис. 5. Максимумы взаимных корреляционных функций хроматических мерцаний для условий измерений быстрыми фотометрами GOMOS: 1 — высота перигея луча 30 км при среднем соотношении весов анизотропных и изотропных мерцаний; 2 — высота 30 км при увеличенном в 5 раз весе изотропной компоненты; 3 — высота 40 км при среднем соотношении весов

Для сравнения приведена также зависимость при увеличенном весе изотропной компоненты. Проанализируем эту зависимость с точки зрения достижения максимальной корреляции мерцаний на разных длинах волн.

Для заходов, очень близких к вертикальным ($\alpha < 5-10^\circ$ для 40 км и $\alpha < 1-2^\circ$ для 30 км), и анизотропная, и изотропная компоненты мерцаний хорошо коррелированы. Кроме того, в этой области углов радиус корреляции минимален, что увеличивает точность определения положения R_{\max} . Значения R_{\max} — наибольшие, и эта область — наилучшая для анализируемой задачи. Однако диапазон таких углов очень узок и количество достаточно ярких звезд, попадающих в эту область, заведомо недостаточно для целей мониторинга. При планировании экспериментов и анализе данных в этом диапазоне углов захода следует принять во внимание смещение атмосферных неоднородностей в направлении, перпендикулярном лучу из-за вращения Земли. В промежуточной области $5-10 \leq \alpha < 30-45^\circ$ анизотропные мерцания по-прежнему высоко коррелированы, но изотропные уже некоррелированы. В этой области углов изотропные мерцания еще ничем не ослабляются и представлены практически с полным весом. Такой диапазон углов — наилучший для хроматической корреляции. В области достаточно наклонных заходов $45 \leq \alpha < 85-88^\circ$ ситуация с коррелированностью компонент мерцаний аналогична предыдущей, но изотропная компонента уже значительно ослаблена в результате частотной селекции с осреднением сигналов в выборке и подавления фильтрами. Анизотропные мерцания существенно «очищены» от изотропных, и корреляция достаточно значима даже при увеличенном в 5 раз весе изотропной компоненты (кривая 2). Отметим, что для таких наклонных заходов вес изотропных мерцаний можно еще сильнее подавить дополнительным временным осреднением сигналов, так как анизотропная (коррелированная) компонента смещена в низкочастотную область. Диапазон углов α в этой области достаточно велик, и такие измерения представляются наиболее перспективными в задачах глобального мониторинга. В области углов $\alpha > 85-88^\circ$ корреляция падает (поскольку она мала и для анизотропных мерцаний) и эта область углов не представляет интереса для рассматриваемой задачи.

Отметим, что в области углов $30 \leq \alpha < 85^\circ$ корреляция (и когерентность) для высоты 30 км (кривая 1) существенно выше, чем для 40 км (кривая 3). Это связано не только с разным соотношением весов анизотропной и изотропной компонент неоднородностей на этих высотах, но, в большей степени, с влиянием фильтров, роль которых быстро возрастает с уменьшением высоты.

Обратимся к задаче исследования параметров мерцаний — анизотропных и изотропных, и последующего восстановления статистических характеристик неоднородностей. Здесь также наиболее перспективными являются наклонные (включая тангенциальные) заходы $\alpha > 45-60^\circ$. Это связано

с тем, что для заходов, близких к вертикальным, мерцания обоих типов накладываются и маскируют друг друга (кривая 1 на рис. 4,а). При использовании наклонных заходов частотная селекция позволяет анализировать отдельно характеристики анизотропных и изотропных мерцаний. Для анизотропных мерцаний дополнительным преимуществом является то, что при наклонном сканировании атмосферы фильтры подавляют амплитуду изотропных мерцаний во всем диапазоне частот, уменьшая вклад изотропных мерцаний в области частот, где сосредоточена основная мощность анизотропных мерцаний. Степень подавления изотропных мерцаний можно учесть по известным характеристикам эффективных светофильтров и регулярному ходу индекса рефракции. И наконец, эффективно горизонтальные заходы позволяют получить оценку коэффициента анизотропии для анизотропных неоднородностей.

Заключение

Проанализированы модельные спектры когерентности и корреляционные функции хроматических мерцаний звезд при синхронном просвечивании атмосферы Земли на разнесенных длинах волн. Для расчетов использована модель 3D спектра относительных флуктуаций индекса рефракции, разработанная на базе данных наблюдений мерцаний звезд с орбитальной станции «Мир». Модель 3D спектра включает две компоненты, одна из которых описывает свойства анизотропных относительно крупномасштабных неоднородностей, а вторая — изотропных неоднородностей. Анизотропная компонента спектра неоднородностей основана на модели насыщенных внутренних волн, в качестве изотропной компоненты использована модель колмогоровской турбулентности. Расчеты проведены в приближении эквивалентного фазового экрана и слабых мерцаний. Для низкоорбитальных спутников (станция «Мир», ENVISAT/GOMOS, UVISI) приближение слабых мерцаний реализуется для высот перигея луча 30 км и выше.

Проанализировано влияние условий измерений (геометрия наблюдений, разнесение длин волн, эффективные светофильтры, частота выборки сигналов) на спектры хроматических мерцаний. Показано, что спектры когерентности позволяют уточнить диапазоны углов эффективно вертикальных и эффективно горизонтальных заходов. Для исследования структуры атмосферных неоднородностей наибольший интерес представляют наклонные заходы, которые обеспечивают частотную селекцию анизотропных и изотропных мерцаний, позволяя тем самым анализировать их отдельно. Для анизотропных неоднородностей по спектрам когерентности и автоспектрам, полученным при эффективно горизонтальных наблюдениях, можно оценить коэффициент анизотропии η , структурную характеристику C_W и характерный внутренний масштаб l_W . Однако в тангенциальном заходе горизонтальное сечение реализуется только в небольшом интервале высот вблизи точки минимума h_{\min} . Эффективно

вертикальные заходы позволяют в каждом сеансе наблюдений восстановить высотные профили внутреннего и внешнего масштабов, а также структурной характеристики (последнее возможно при некоторых дополнительных сведениях о коэффициенте анизотропии [11]), но не содержат явной информации о коэффициенте анизотропии. Для изотропных неоднородностей автоспектры мерцаний позволяют восстановить высотные профили структурной характеристики C_W и внутреннего масштаба l_K (если $l_K \geq \rho_F$). Таким образом, совокупность автоспектров и спектров когерентности для различных сечений атмосферы позволяет оценить все основные параметры, входящие в модель 3D спектра неоднородностей (1)–(3).

Наиболее высокие значения корреляции хроматических мерцаний можно получить для чисто вертикальных и близких к ним заходов, для которых условие эффективной вертикальности выполняется и для анизотропных и изотропных неоднородностей. Однако этот диапазон углов α очень мал (всего несколько градусов для диапазона высот перигея 30–40 км). Поэтому для массовых измерений наибольший интерес представляют наклонные заходы с $45 \leq \alpha < 85-88^\circ$, для которых анизотропные мерцания по-прежнему высоко коррелированы, а вклад изотропных (некоррелированных) мерцаний значительно подавлен частотной селекцией и фильтрами. Вес изотропных мерцаний может быть дополнительно подавлен последующим временным осреднением сигналов. Использование информации о свойствах корреляции мерцаний на разных длинах волн позволяет уменьшить связанные с «шумом» мерцаний ошибки при восстановлении содержания атмосферных компонент в спутниковом спектрометрическом методе прозрачности по звездам. По временному сдвигу, соответствующему максимуму взаимной корреляционной функции, можно определить дисперсионный сдвиг лучей в атмосфере и восстановить регулярный высотный профиль индекса рефракции (и, следовательно, плотности и температуры), используя абелевскую инверсию.

Синхронное зондирование атмосферы на двух длинах волн существенно расширяет возможности спутникового метода мерцаний звезд для исследования параметров мелкомасштабной структуры неоднородностей плотности. Анализ спектров и корреляционных функций хроматических мерцаний позволяет выработать оптимальную стратегию проведения спутниковых экспериментов для задач мониторинга статистической структуры неоднородностей и мониторинга содержания атмосферных компонент.

Автор благодарит А.С. Гурвича за критические замечания и полезные обсуждения.

Работа выполнена в рамках исследований по проекту № 03-05-64366 Российского фонда фундаментальных исследований и по проекту № 16340 Соглашения о научном сотрудничестве между Российской академией наук и Национальным центром научных исследований (CNRS) Франции.

1. Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Савченко С.А., Пахомов А.И. Наблюдения атмосферных мерцаний звезд с орбитальных станций «Салют-7» и «Мир» // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 12. С. 1119–1131.
2. 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.
3. Гурвич А.С. Параметры турбулентности, внутренних волн и диссипация кинетической энергии в стратосфере по наблюдениям из космоса // Докл. РАН. 2002. Т. 385. № 2. С. 242–246.
4. 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. 2. Распределения вероятностей и спектры мерцаний // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2001. Т. 37. № 4. С. 469–501.
5. Гурвич А.С., Кан В. Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса: 1. Модель 3D спектра и реконструкция ее параметров. 2. Характерные масштабы, структурные характеристики и диссипация кинетической энергии // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2003. Т. 39. № 3. С. 335–358.
6. Carbary J.F., Darlington E.H., Harris T.J., McEvaddy P.J., Mayr M.J., Peacock K., Meng C.I. Ultraviolet and visible imaging and spectrographic imaging instrument // Appl. Opt. 1994. V. 33. N 9. P. 4201–4213.
7. The European Space Agency's GOMOS, MIPAS and SCIAMACHY Calibration and Verification Teams. ENVISAT taking up duty of atmospheric composition sounding // SPARC newsletter: Stratospheric Processes and their Role in Climate. 2002. N 19. P. 5–10.
8. Dalaudier F., Kan V., Gurvich A.S. Chromatic refraction during star occultations with Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars. 1. Description and scintillations correction. 2. Statistical properties of scintillations // Appl. Opt. 2001. V. 40. N 6. P. 866–889.
9. Поляков В.А., Тимофеев Ю.М., Гурвич А.С., Воробьев В.В., Кан В., Ж.-Н. Уее. Влияние мерцаний звезд на погрешности измерений содержания озона в атмосфере из космоса // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2001. Т. 37. № 1. С. 56–66.
10. Поляков В.А., Воробьев В.В., Кан В. Влияние неопределенности задания статистических характеристик мерцаний звезд на погрешности определения содержания озона методом прозрачности // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2002. Т. 38. № 2. С. 175–181.
11. Gurvich A.S., 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 in Random Media. 2001. V. 11. N 3. P. 163–181.
12. Справочник по геофизике. М.: Наука, 1965. 572 с.
13. Гурвич А.С. Флуктуации при наблюдении внеземных источников из космоса сквозь атмосферу Земли // Изв. вузов. Радиофиз. 1984. Т. 27. № 8. С. 951–959.
14. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
15. 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. (В печати).
16. Волков А.А., Гречко Г.М., Гурвич А.С., Кан В., Савченко С.А. Горизонтальная структура мерцаний звезд в наблюдениях из космоса сквозь атмосферу Земли // Оптика атмосфер. 1990. Т. 3. № 8. С. 879–884.
17. Grechko G.M., Gurvich A.S., Kan V., Kireev S.V., Savchenko S.A. Anisotropy of spatial structures in the middle atmosphere // Adv. Space Res. 1992. V. 12. N 10. P. 169–175.
18. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.
19. Рытов С.М., Кравиц Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.

V. Kan. Coherency and correlation of chromatic stellar scintillations in occultation experiment.

The model spectra and correlation functions of chromatic stellar scintillations are calculated for synchronous soundings of the Earth's atmosphere at different wavelengths. The model of 3D spectrum of air refractivity fluctuations circumscribing of anisotropic and isotropic irregularities is used. The calculations are performed in approximation of the equivalent phase screen and approximation of weak scintillations. Weak scintillations for low-orbit satellites (station Mir, European satellite ENVISAT/GOMOS) are realized for altitudes of ray perigee above 25–30 km. The characteristics of scintillations are shown to depend essentially on geometry and conditions of observation and, firstly, on the direction of sounding of the atmosphere. Spectra of coherence allow specifying the range of angles of effectively vertical and horizontal sounding of the atmosphere. The coefficient of anisotropy of irregularities can be estimated from auto and coherence spectra for effectively horizontal sounding. The set of chromatic scintillation spectra for different soundings of the atmosphere allows estimating main statistical characteristics of atmospheric irregularities in the altitude range of 30–70 km. The use of scintillation correlation at different wavelengths allows reducing errors caused by «scintillation noise» when recovering the concentrations of minor atmospheric constituents in spectrometric star occultation technique. On the basis of analysis of chromatic scintillation spectra and correlation functions, the recommendations for optimum planning of observations are worked out for monitoring of the statistical structure of irregularities and the concentrations of atmospheric constituents.