

И.А. Разенков, Х.-К. Ча*, Д.-Х. Ким*, Н.А. Шефер

Способ применения параметрического статистического анализа для обработки данных аэрозольного микролидара

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

*Корейский институт атомной энергии, г. Тэйджон, Корея

Поступила в редакцию 6.04.2000 г.

На основе данных лазерного аэрозольного микролидара проведено сравнение статистических спектральных методов обработки: непараметрического на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ) и параметрического на основе модели «авторегрессии-скользящего среднего» (АРСС). Расчеты производились по схеме двухканального спектрального оценивания методом Наттолла – Странда для АРСС-модели. Из пространственно-временного распределения коэффициента аэрозольного рассеяния в атмосфере рассчитывались пространственно-временные распределения спектров когерентности и фазы. Показаны преимущества параметрического подхода, который обеспечивает более высокое частотное разрешение и лучшую точность получаемых спектральных оценок. При интерпретации данных аэрозольного лидара спектр когерентности указывал области в пространстве, где могла иметь место инверсия температуры. Фазовый спектр позволял обнаружить в тропосфере зоны восходящих и нисходящих медленных вертикальных перемещений аэрозольных неоднородностей. Предложено начинать спектральную обработку лидарной информации АРСС-модели второго порядка, чтобы получить сглаженные спектральные оценки.

Введение

Использование корреляционного или спектрального анализа при обработке лидарных данных позволяет существенно увеличить объем получаемой информации. Идея статистической обработки лидарных данных не является новой. Так, Элоранта [1] и другие исследователи [2, 3] определяли параметры скорости ветра; оценивали спектры атмосферной турбулентности, скорости диссипации кинетической энергии и т.д. с помощью классического, или *непараметрического* подхода, основанного на процедуре быстрого преобразования Фурье. При непараметрическом подходе точность получения статистических оценок спектров и их частотное разрешение зависят от длины реализации [4, 5].

Одной из основных особенностей протекающих в атмосфере процессов является очень широкий спектр масштабов физических величин, таких как скорость ветра, температура, давление, концентрация аэрозоля и т.д. Спектры этих величин простираются от единиц миллиметров до сотен и тысяч километров [6]. Причем низкочастотные флуктуации создают нестационарность (тренды) для высокочастотных составляющих наблюдаемого процесса, и этот факт надо учитывать при анализе.

Проводя атмосферные наблюдения за медленными низкочастотными мезомасштабными процессами, исследователи сталкиваются с проблемой необходимого для анализа количества исходной информации. Покажем это на примере. Предположим, что нужно получить спектр мощности какого-либо атмосферного параметра в тропосфере в диапазоне пространственных масштабов от 1 до 100 км. Положим, что на данной высоте средний ветер составляет 10 м/с. Тогда по теореме Котельникова период наблюдений (частота Найквиста) [4] должен быть не больше $2 \cdot 1000 \text{ м} / 10 \text{ м/с} \approx 3 \text{ мин}$. Общее время наблюдения следует выбрать равным $10 \cdot 100000 \text{ м} / 10 \text{ м/с} \approx 30 \text{ ч}$, если мы планируем зарегистрировать хотя бы 10 неоднородностей размером 100 км. Если частотное разрешение выбрать рав-

ным 0,333 цикл/ч, что соответствует размеру около 100 км, тогда ошибка для оценки спектра составит 22% [6]. Можно, конечно, снизить погрешность при фиксированной длине временной реализации, но только за счет ухудшения частотного разрешения или за счет увеличения времени наблюдения, которое и так велико и превышает сутки.

Заметим, что увеличение продолжительности наблюдений может не дать положительного эффекта, если ситуация нестационарная. Наиболее интересным атмосферным ситуациям, например таким, как прохождение фронтов, как раз свойственна нестационарность. При этом происходящие процессы относительно скоротечны. Например, характерный размер фронтальных зон на границах воздушных масс равен 50–100 км, а время прохождения фронта через точку наблюдения составляет всего несколько часов [7].

Именно поэтому мы обратили внимание на параметрический подход [8] для спектрального оценивания коротких последовательностей данных, поскольку параметрическая статистика позволяет получать спектры с более высоким разрешением и более точно, чем это позволяет делать классический непараметрический подход [5]. *Короткой последовательностью* называется ряд данных, для которого получаемое спектральное разрешение имеет тот же порядок, что и величина, обратная длине этого ряда. Иными словами, параметрический спектр дает информацию о колебаниях, период которых сопоставим с длиной реализации.

Это очень важное обстоятельство, так как непараметрический подход требует удалять тренды с помощью, например, степенных полиномов [4] непосредственно перед использованием Фурье-анализа. Напомним, что *трендом* называется низкочастотная составляющая процесса, период которой сравним с длиной реализации. В противном случае спектральные оценки будут иметь дополнительную погрешность. При параметрическом анализе достаточно удалить только линейный тренд, т.е. колебания с периодом, во много раз превышающим длину реализации [8].

Следовательно, применение параметрического подхода позволяет низкочастотные колебания процесса из мешающего фактора превратить в полезную информацию. Тем более, что низкочастотные флуктуации могут представлять интерес для исследователей.

Цель работы заключалась в экспериментальной проверке параметрического способа обработки коротких временных реализаций аэрозольного микролидара и получении дополнительной информации о протекающих в атмосфере процессах.

Метод

Параметрическое описание статистик второго порядка основано на модели временного ряда, соответствующего анализируемому случайному процессу. Нами использовался класс моделей [8], возбуждаемых белым шумовым процессом и обладающих рациональными системными функциями. В этом классе была выбрана модель процесса «авторегрессии-скользящего среднего» (АРСС). Выходные процессы моделей этого класса имеют спектральные плотности мощности, которые полностью описываются с помощью параметров модели и дисперсии белого шумового процесса [8]. На практике часто имеется некоторая информация относительно процесса, из которого берутся отсчеты данных. Эту информацию можно использовать для построения модели, аппроксимирующей процесс, который породил наблюдаемую временную последовательность.

Параметрический метод спектрального оценивания состоит из трех этапов. На первом этапе производится выбор параметрической модели временного ряда, соответствующей имеющейся записи измеренных данных. АРСС-модель временного ряда, которая пригодна для аппроксимации многих встречающихся на практике стохастических процессов с дискретным временем, описывается выходом цифрового фильтра с комплексными коэффициентами $A[k]$ и $B[k]$:

$$x[n] = - \sum_{k=1}^p A[k]x[n-k] + \sum_{k=0}^p B[k]u[n-k], \quad (1)$$

где $u[k]$ – входная возбуждающая последовательность; $x[n]$ – последовательность на выходе фильтра; p – порядок модели.

Мы выбрали смешанную АРСС-модель по двум причинам. Во-первых, теоретический спектр флуктуаций атмосферных параметров является плавным и без резких провалов [9], который часто называют «колмогоровским». Такому спектру удовлетворяет модель «скользящего среднего» [8]. Во-вторых, модель «авторегрессии» может удовлетворительно описывать резкие повышения и понижения спектра, например когда в реализации есть колебания в узком интервале частот [8]. В атмосфере такие ситуации могут возникать в условиях устойчивой термической стратификации [10], когда возможно возникновение волн плавучести. Отметим, что в настоящее время выбор моделей для параметрического спектрального оценивания велик и ограничен перечисленными выше тремя моделями.

При лазерном зондировании атмосферы более информативными являются многоканальные АРСС-модели. Многоканальный анализ временных рядов позволяет одновременно обрабатывать отсчеты данных из нескольких каналов и оценивать их взаимные связи. Для случая M -канального АРСС-процесса в выражении (1) выходной $x[n]$ и возбуждающий $u[k]$ процессы превращаются в $M \times 1$ -векторы, а

коэффициенты $A[k]$ и $B[k]$ заменяются на $M \times M$ -матрицы авторегрессионных параметров [8].

На втором этапе вычисляются оценки параметров модели, т.е. матрицы коэффициентов $A[k]$ и $B[k]$. Для этого мы использовали метод Наттолла – Странда, который представляет собой многоканальную версию гармонического среднего [8]. Этот метод основан на оценивании коэффициента взаимной корреляции. Подробное изложение метода Наттолла – Странда можно найти в [11, 12].

На третьем этапе оцененные значения параметров вводятся в теоретическое выражение для спектральной плотности мощности, соответствующее выбранной модели. Результатом оценивания являются автоспектры $G_{xx}(f)$ и кроссспектры $G_{xy}(f)$ мощности, к которым вернемся позже. Все рассчитанные спектры являются дискретными, но для простоты их будем обозначать как функции частоты в круглых скобках.

Автоспектр, или просто спектр, $G_{xx}(f)$ представляет собой разложение дисперсии процесса по частоте. Индексы «xx» указывают на процесс (или временной ряд) $x(t)$, который в дискретном представлении обозначается как $x[n]$. Если временной интервал между соседними отсчетами равен Δt , тогда $x(t) = x(n\Delta t) = x[n]$. Максимум спектра $G_{xx}(f_{max})$ указывает, какой мощности и с какой частотой колебания, или флуктуации, преобладают в выборке $x[n]$.

Взаимный, или кроссспектр, $G_{xy}(f)$ является комплексным, и поэтому в обычном виде с ним работать неудобно. Индексы «xy» указывают на временные ряды $x(t)$ и $y(t)$. Обычно кроссспектр $G_{xy}(f)$ представляют в виде двух действительных функций частоты: спектра обычной когерентности $\gamma_{xy}^2(f)$ и фазового спектра $\theta_{xy}(f)$ [4], которые будем называть «спектром когерентности» и «фазой» соответственно.

Спектр когерентности $\gamma_{xy}^2(f)$ определяется как

$$\gamma_{xy}^2(f) = |G_{xy}(f)|^2 / [G_{xx}(f) G_{yy}(f)], \quad (2)$$

где $G_{xx}(f)$ и $G_{yy}(f)$ – автоспектры временных рядов $x(t)$ и $y(t)$ соответственно. Величина спектра когерентности (2) является безразмерной и изменяется от 0 до 1, указывая, какая доля процесса $y(t)$ обусловлена линейным преобразованием процесса $x(t)$ на частоте f .

Поясним смысл спектра когерентности $\gamma_{xy}^2(f)$. Например, если $x(t)$ и $y(t)$ связаны между собой линейной зависимостью $y(t) = ax(t) + b$, где a и b константы, тогда спектр когерентности $\gamma_{xy}^2(f) \equiv 1$. Если процессы $x(t)$ и $y(t)$ совершенно никак не связаны друг с другом, т.е. их природа различна, тогда $\gamma_{xy}^2(f) \equiv 0$. Если $y(t) = ax(t) + z(t)$, где $z(t)$ – некий независимый процесс, например шум, тогда $0 < \gamma_{xy}^2(f) < 1$. Сказанное схематически иллюстрируется на рис. 1, на котором прямоугольники обозначают аэрозольные слои на соседних высотах. Количество стрелок между слоями указывает на степень статистической взаимосвязи между слоями.

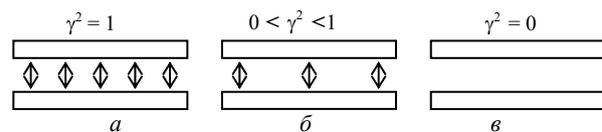


Рис. 1. Три варианта статистического взаимодействия соседних аэрозольных слоев, поясняющие смысл спектра когерентности: а – сильное взаимодействие; б – промежуточный случай; в – отсутствие взаимодействия

Фазовый спектр (или просто «фаза») $\theta_{xy}(f)$ через кросспектр $G_{xy}(f)$ определяется как

$$\theta_{xy}(f) = \arctg [\text{Im } G_{xy}(f) / \text{Re } G_{xy}(f)]. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет рассчитать фазовый угол на частоте f между процессами $x(t)$ и $y(t)$, который пропорционален временной задержке между этими процессами [4, 5]. Например, теоретическое выражение для фазового спектра $\theta_{xy}(f)$ [5], когда процесс $y(t)$ отстает от $x(t)$ на время τ , т.е. $y(t) = x(t - \tau)$, имеет вид

$$\theta_{xy}(f) = -2\pi f \tau. \quad (4)$$

В принципе фаза дает возможность оценивать величину и направление скорости медленных перемещений аэрозольных неоднородностей по вертикали, однако при зондировании только в одном вертикальном направлении точность будет низкой [13]. Тем не менее фаза может использоваться для качественного анализа при определении направления распространения аэрозольных неоднородностей по вертикали. Если при расчете фазы первый временной ряд соответствует большей высоте, чем второй, то из (4) следует, что фаза должна быть отрицательной при движении аэрозольных неоднородностей вниз. Соответственно фаза будет положительной при движении неоднородностей вверх.

Схема расчета и эксперимент

Теперь определим, в каком виде можно использовать спектры когерентности $\gamma_{xy}^2(f)$ и фазы $\theta_{xy}(f)$ при интерпретации данных лазерного зондирования плотности аэрозоля. Пусть процессы $x(t)$ и $y(t)$, введенные ранее, представляют временные ряды наблюдения коэффициента полного аэрозольного рассеяния $\sigma(z, t)$ на двух высотах z_1 и z_2 , т.е.

$$x(t) = \sigma(z_2 = z_1 + \Delta z, t_1 + t);$$

$$y(t) = \sigma(z_1, t_1 + t), \quad (5)$$

где t_1 – фиксированный момент времени; Δz – разрешение лидара по высоте. Присутствие величин z_1 и t_1 означает, что спектральной обработке могут подвергаться различные части имеющегося массива данных.

Из (5) следует, что $z_2 = z_1 + \Delta z$, поэтому спектр когерентности (2) будет показывать уровень статистической линейной связи аэрозольной плотности на соседних высотах z_1 и $z_1 + \Delta z$, и который теперь мы будем обозначать как $\gamma^2(z_1, t_1, f)$. Для получения более достоверных оценок $\gamma^2(z_1, t_1, f)$ желательно производить осреднение значений спектра когерентности на соседних высотах. Пусть N_z – число осреднений по высоте, а N_t – количество точек временных рядов при спектральном оценивании. Тогда, изменяя значения высоты z_1 и времени t_1 , можно получить информацию о спектре когерентности $\gamma^2(z_1, t_1, f)$ с пространственным разрешением по высоте $\Delta z N_z$ и временным разрешением $\Delta t N_t$.

При интерпретации данных лазерного зондирования атмосферного аэрозоля подход к оцениванию фазового спектра $\theta(z_1, t_1, f)$ полностью идентичен оцениванию спектра когерентности $\gamma^2(z_1, t_1, f)$, о чем говорилось выше.

Эксперимент производился с использованием лазерного аэрозольного локатора, подобного системе, опи-

санной в [14]. Такие лидары часто называют «micro pulse lidar» (MPL). MPL-системы имеют в своем составе малоомощные твердотельные лазеры с диодной накачкой. Однако высокая частота лазерных импульсов и счетный режим работы ФЭУ позволяют производить зондирование аэрозоля до высоты 10 км и более. MPL-лидар способен работать в автоматическом режиме длительное время.

Зондирование производилось вертикально вверх. Пространственное разрешение лидара составляло 100 м. Лидарные данные накапливались в течение 2–3 мин и поэтому частота дискретизации составляла 20–30 цикл/ч. Общее время накопления данных могло составлять 12 ч и более. Каждый лидарный сигнальный профиль пересчитывался в коэффициент полного рассеяния с использованием метода Клетта [15]. В результате в конце каждой серии наблюдений мы имели пространственно-временное распределение коэффициента рассеяния.

Схема расчета спектральных характеристик представлена на рис. 2. Сначала производился выбор параметров: число точек N_t и число пар рядов для осреднения N_z , интервалы времени Δt и высоты Δz ; метод вычислений и порядок АРСС-модели p . Затем для фиксированных значений высоты z_1 и времени t_1 формировались временные ряды, из которых удалялся тренд [4]: линейный для АРСС-модели и полиномиальный 5-й степени для БПФ. Далее производился расчет матриц коэффициентов $A[k]$ и $B[k]$ для АРСС-модели. На следующем шаге производился расчет авто- и кросспектров и спектров когерентности и фазы с заданным частотным разрешением.

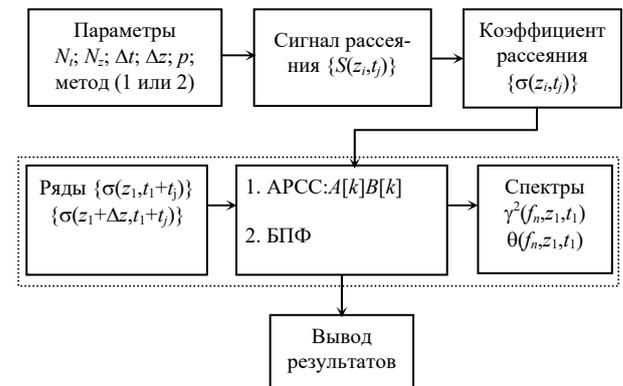


Рис. 2. Схема расчета спектральных функций из лидарных данных

Описанная схема расчета повторялась многократно для всех высот путем изменения высоты $z_1 = z_1 + \Delta z$ и момента времени $t_1 = t_1 + \Delta t_1$. Величина $\Delta t_1 = N_t \Delta t / 4$, а это означало 25%-е перекрытие соседних данных, поскольку осреднение по времени составляло $N_t \Delta t$. Осреднение по высоте производилось по N_z спектрам. При смещении по высоте перекрытие соседних данных составляло 50%, т.е. после каждого осреднения в слое толщиной $N_z \Delta z$, смещение по высоте составляло $N_z \Delta z / 2$. В конце осуществлялся вывод полученных результатов в том или ином виде, но обычно это было двумерное картирование.

Пример исходной информации в виде полутоновой пространственно-временной карты коэффициента рассеяния показан на рис. 3. По оси ординат отложена высота от 0,5 до 12,5 км, а по оси абсцисс местное время. Масштаб тонов – логарифмический. Коэффициент рассеяния выражен в кило-

метрах в минус первой степени. Зондирование производилось в г. Тэйджоне (Южная Корея) в ночь с 20 на 21 ноября 1998 г. Разрешение по времени $\Delta t = 3$ мин, а по высоте $\Delta z = 100$ м. Показанная на рис. 3 ситуация интересна тем, что в это время через точку наблюдения проходила холодная воздушная масса. А после 1 ч ночи появилась облачность нижнего яруса на высоте около 2,5 км, которая затем медленно опускалась.

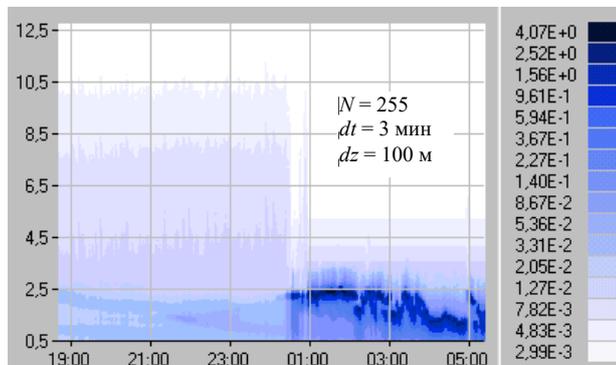


Рис. 3. Пространственно-временное распределение коэффициента аэрозольного рассеяния, полученное с помощью MPL-лидара 20–21 ноября 1998 г., г. Тэйджон, Корея

Результаты

Все представленные здесь результаты будут относиться к данным, показанным на рис. 3. В качестве

основного параметра АРСС-модели, который изменялся при расчетах, был порядок p АРСС-модели. Все расчеты выполнялись для $N_t = 32$ и $N_z = 10$.

На рис. 4 представлены графики временных рядов (а) коэффициента рассеяния с 22:00 до 23:30 для высот 900 и 1000 м и соответствующие им авто-спектры (б), спектры когерентности (в) и фазы (г).

На графиках рис. 4, б, в, г показано по три кривых. Первая кривая (кружки) соответствует спектрам, которые были рассчитаны классическим методом с использованием БПФ [4]. Два других спектра были получены АРСС-методом для $p = 2$ (треугольники) и $p = 6$ (квадраты). Частотное разрешение АРСС-метода было выбрано в 4 раза больше, чем это позволял классический подход. Рис. 4 наглядно иллюстрирует возможности параметрического оценивания спектров. На это указывают более высокое частотное разрешение и большая стабильность полученных спектральных оценок.

Сравнение непараметрического и параметрического методов производилось следующим образом. Для трех значений частоты производился расчет спектров когерентности и фазы методом БПФ и АРСС-методом при $p = 2$. Значения частот были выбраны в низкочастотной области ($f = 1$ цикл/ч), в середине диапазона ($f = 5$ цикл/ч) и в высокочастотной области ($f = 10$ цикл/ч). Результат выводился в виде пространственно-временных карт, аналогичных рис. 3. Временное разрешение спектральных карт составляло около 1,5 ч, а пространственное – 1 км. Заполнение карт производилось методом линейной интерполяции.

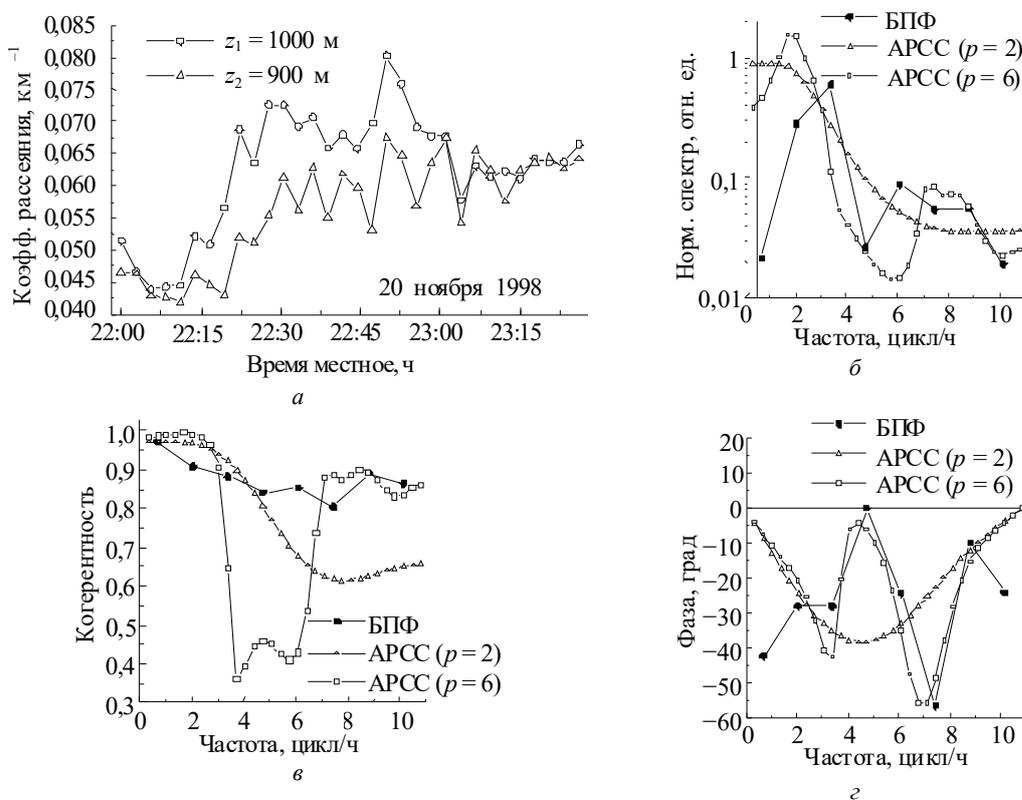


Рис. 4. Временные последовательности (а) и соответствующие им спектры мощности (б), когерентности (в) и фазы (г)

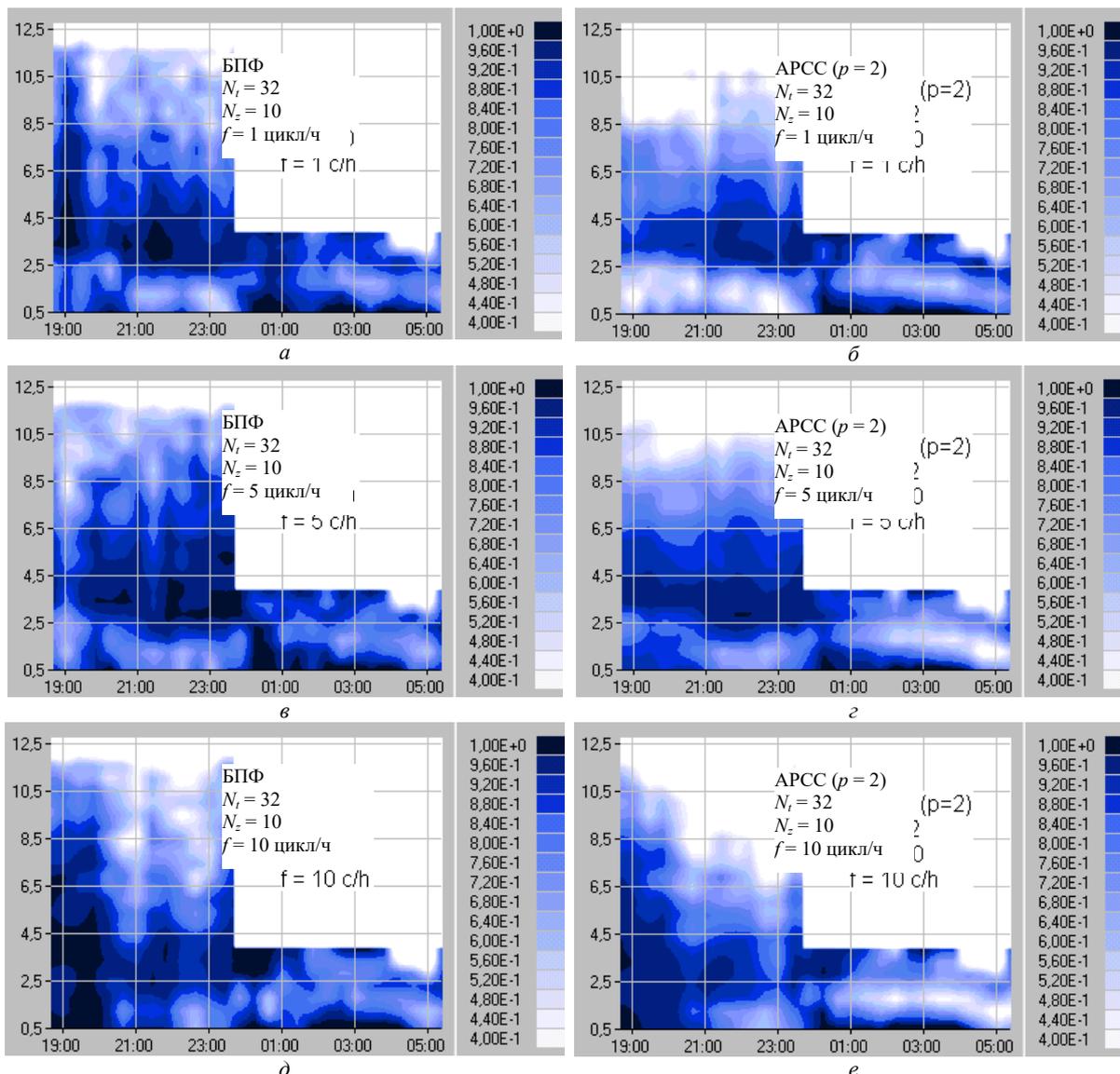


Рис. 5. Пространственно-временные карты спектров когерентности, рассчитанные с помощью БПФ (а, в, д) и АРСС-метода при $p = 2$ (б, з, е)

На рис. 5 показаны шесть пространственно-временных карт спектров когерентности, рассчитанных на основе данных на рис. 3. На рис. 5, а, в, д представлен спектр когерентности, полученный непараметрическим методом с использованием процедуры БПФ для трех значений частоты $f = 1, 5, 10$ цикл/ч. На рис. 5, б, з, е показаны спектры когерентности, рассчитанные с использованием параметрического подхода для АРСС-модели, $p = 2$, для тех же частот. Рис. 5 показывает, что спектры когерентности для АРСС-модели имеют более регулярную монотонную структуру во времени и пространстве, чем спектры БПФ. Из рис. 5 также следует, что происходил некий регулярный процесс в тропосферном слое. При этом когерентность принимала значения меньше 0,5, что проявилось в виде светлой полосы. Подробнее это мы обсудим ниже.

На рис. 6 показаны шесть пространственно-временных карт фазовых спектров, рассчитанных на основе данных на рис. 3. На рис. 6, а, в, д представлена фаза, полученная непараметрическим методом с использованием процедуры БПФ для трех значений частоты $f = 1, 5, 10$ цикл/ч. На

рис. 6, б, з, е показаны фазовые спектры, рассчитанные с использованием параметрического подхода для АРСС-модели, $p = 2$, для тех же частот. Рис. 6 также иллюстрирует, что фазовые спектры для АРСС-модели имеют более регулярную монотонную структуру во времени и пространстве, чем спектры БПФ.

Наиболее монотонной является карта (рис. 6, з), полученная для АРСС-модели при $f = 5$ цикл/ч. Это вполне закономерно, так как на низких частотах фаза мала по абсолютной величине, что следует из выражения (4). На высоких частотах фаза может «разваливаться» по разным причинам: скачки через ноль, низкое отношение «сигнал-шум» и др. Сравнение аналогичных фазовых спектров на рис. 6, в, з для БПФ и АРСС-метода также в тропосферном слое выделяются характерные области, где фаза была сначала положительной, а затем отрицательной. Объяснение такого поведения будет дано ниже.

Сравнение результатов расчета для различных значений порядка модели p показано на рис. 7, где пред-

ставлены спектры когерентности (*a, в, д*) и фазы (*б, з, е*) для АРСС-метода для значений модели $p = 2, 6, 10$. Из рис. 7 видно, что с увеличением порядка АРСС-модели p начинают сильнее проявляться высокочастотные составляющие. Понятно, что выбор порядка модели p нужно производить в зависимости от решаемой задачи.

При этом важно иметь в виду, что при малых значениях p получаемые спектральные оценки будут получаться более сглаженными. На наш взгляд, анализ лидарных данных всегда лучше начинать с низких значений p , чтобы хорошо представлять ситуацию в целом, исключая мелкие детали.

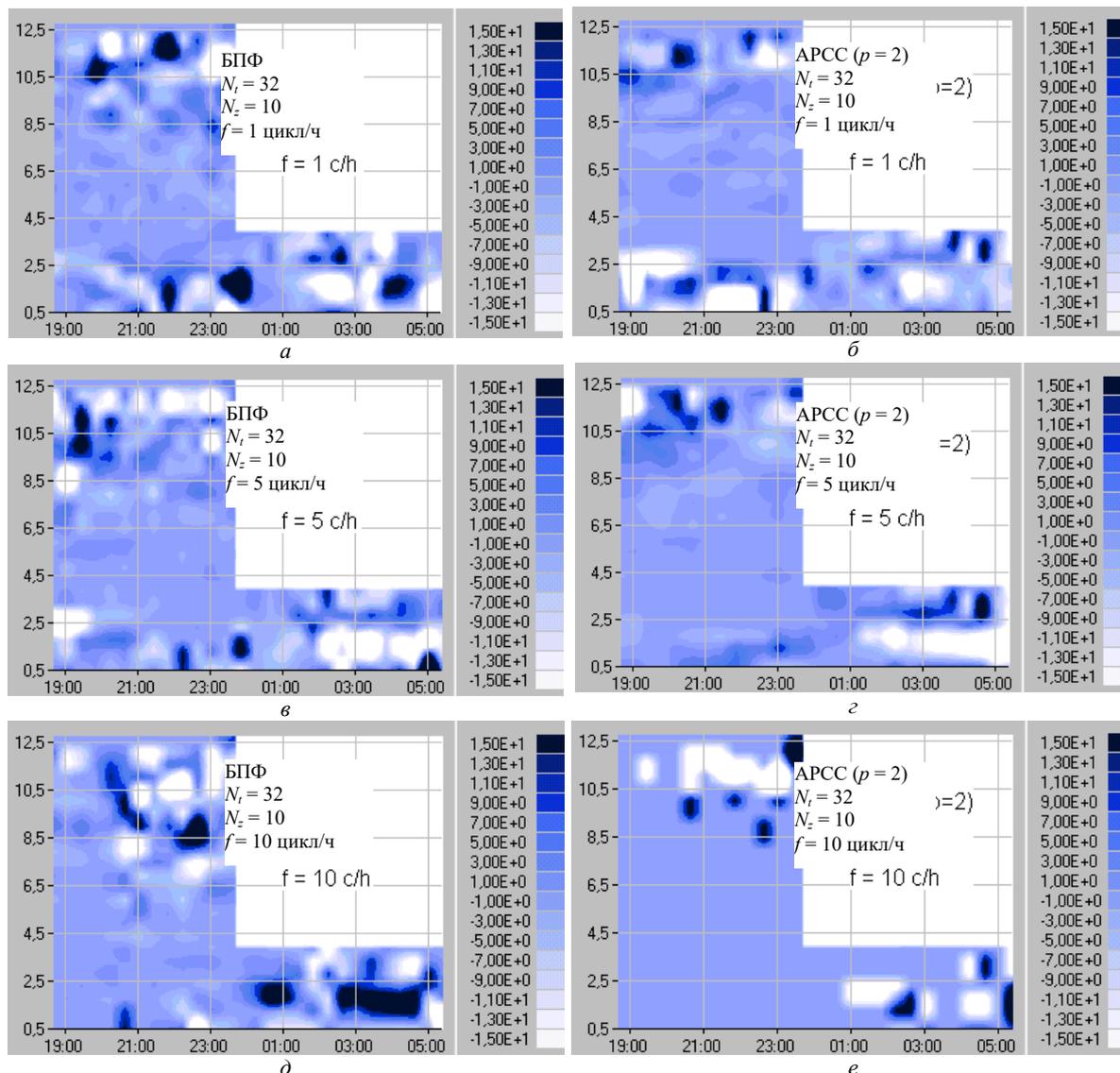


Рис. 6. Пространственно-временные карты фазовых спектров, рассчитанные с помощью БПФ (*a, в, д*) и АРСС-метода при $p = 2$ (*б, з, е*)

Согласно этому принципу рассмотрим подробно результаты расчета спектров когерентности и фазы, полученных АРСС-методом для $p = 2$ для тех же данных 20–21 ноября 1998 г. Сконцентрируем свое внимание на нижней тропосфере в слое от 0,5 до 3,5 км. На рис. 8 показаны карты коэффициента аэрозольного рассеяния (*a*) и рассчитанные на ее основе АРСС-методом спектры когерентности (*б*) и фазы (*в, з*). Для более наглядного изображения фазы в черно-белом представлении были нарисованы две карты для положительных (*в*) и отрицательных (*з*) значений. Это позволило четко выделить область положительных значений фазы, т.е. там,

где происходило движение аэрозольных неоднородностей вверх. Как следует из рис. 8, *в*, это наблюдалось с 20:00 до 01:00. Причем высота области с положительной фазой поднималась снизу до высоты 2 км.

Аналогично, из рис. 8, *з* следует, что после 1 ч ночи началось движение аэрозольных неоднородностей вниз, так как фаза была отрицательной. Зона нисходящего движения смещалась вниз с высоты 2 км начиная с 1 ч ночи и до 05:30, когда работал лазерный локаатор. На рис. 8 области нисходящего и восходящего движения показаны прямыми линиями.

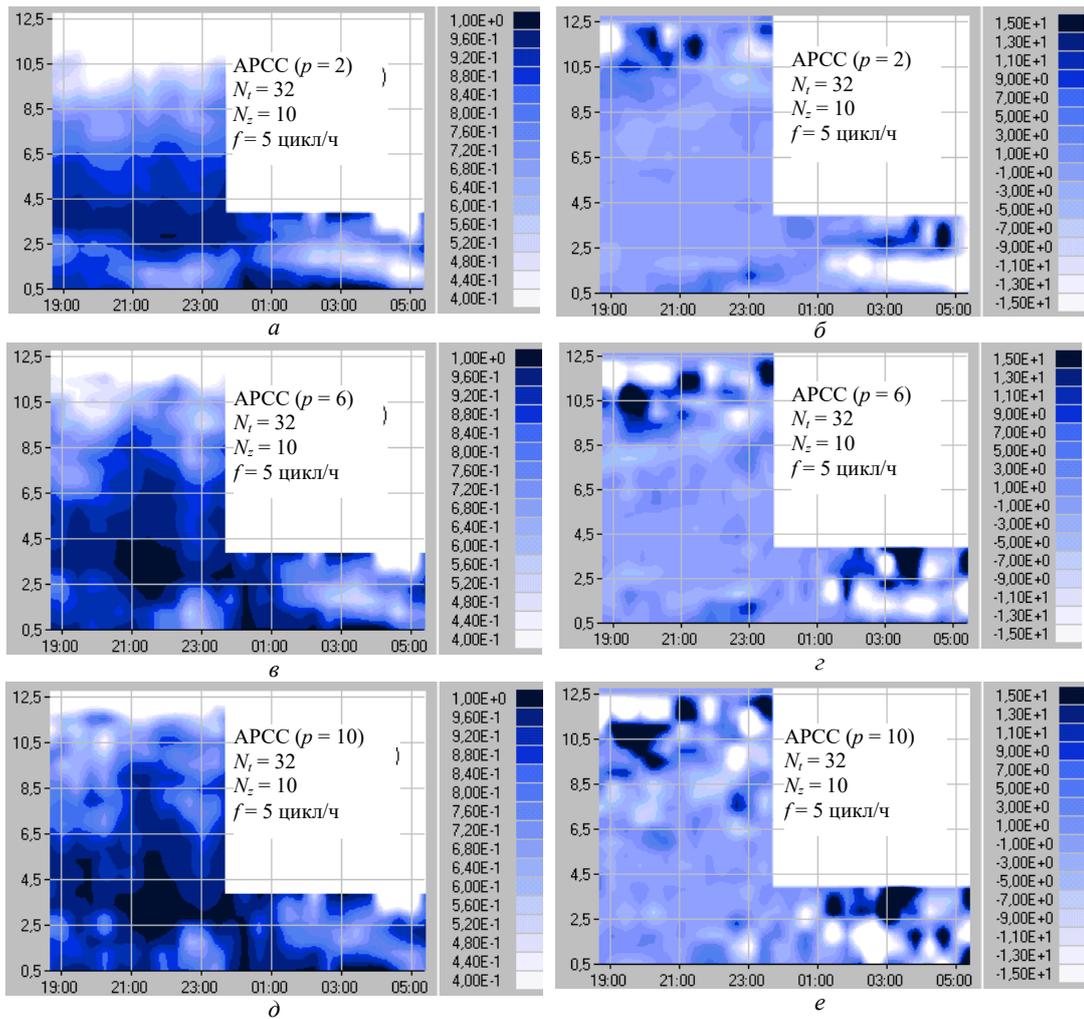


Рис. 7. Пространственно-временные карты спектров когерентности (а, в, д) и фазы (б, г, е), рассчитанные АРСС-методом

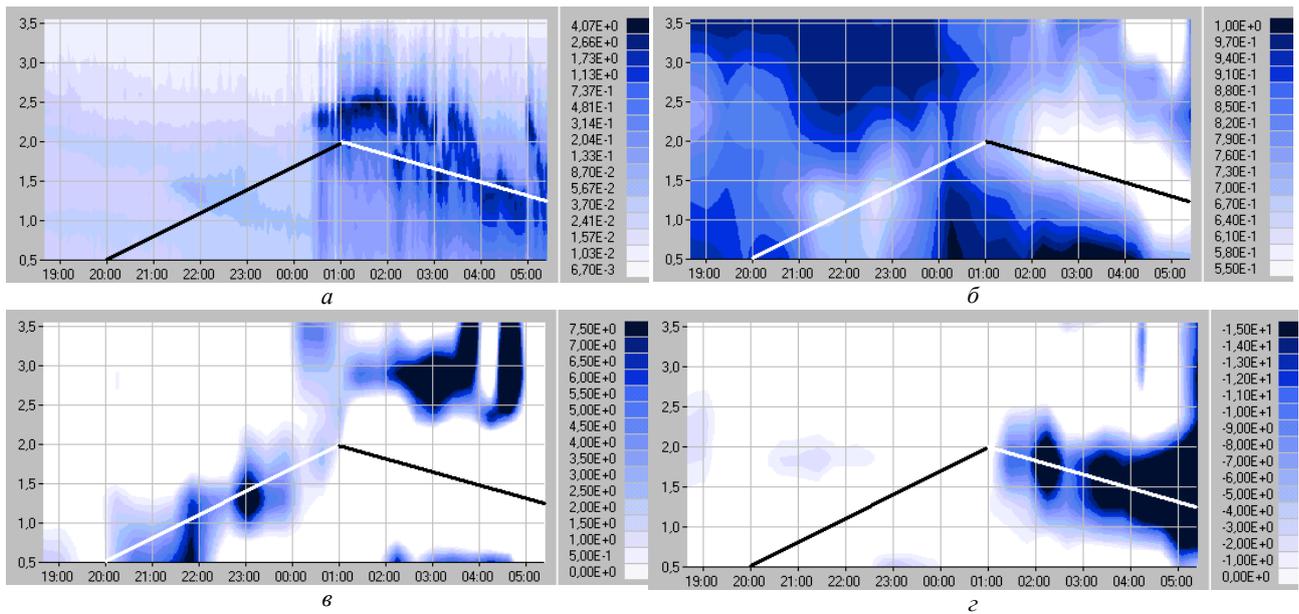


Рис. 8. Пространственно-временные карты коэффициента рассеяния (а), спектров когерентности (б), положительных значений фазы (в) и отрицательных значений фазы (г). Данные получены 20–21 ноября 1998 г.

Остановимся на физическом объяснении полученного результата. На рис. 9 показан суточный ход температуры воздуха за 20 и 21 ноября 1998 г. вблизи земли в точке наблюдения. Из рис. 9 следует, что примерно с 18 ч вечера 20 ноября 1998 г. и до 2 ч ночи 21 ноября 1998 г. наблюдался приход холодной воздушной массы воздуха. Пунктиром на рис. 9 отмечен температурный ход, если бы ничего особенно не произошло и все было бы так же, как накануне. На рис. 9 отмечен интервал времени, когда работал лазерный локатор (лидар). Отрезок времени, когда наблюдалось понижение температуры, помечен как ХВ (холодный воздух). Область до прихода холодного воздуха и после его ухода помечена как ТВ (теплый воздух).

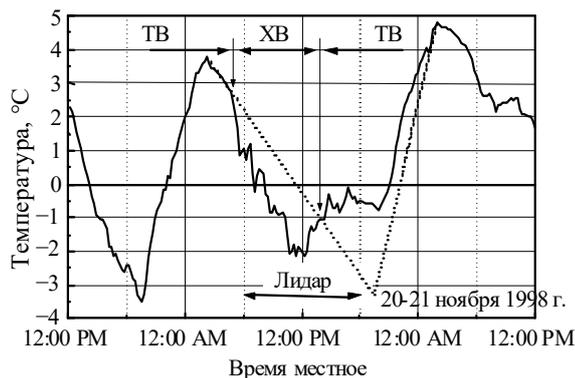


Рис. 9. Суточный ход температуры воздуха вблизи земной поверхности около лидара, 20–21 ноября 1998 г., г. Тэйджон, Корея

Холодный воздух всегда тяжелее, чем теплый, поэтому он всегда располагается внизу. Схематически область холодного воздуха показана на рис. 10. На границах под более теплый воздух в виде клина заходит холодный воздух. Большой стрелкой на рис. 10 показано направление перемещения холодной воздушной массы. Местоположение лидара показано длинной вертикальной стрелкой. Естественно, что по мере продвижения холодный воздух вытесняет теплый воздух вверх, что объясняет положительные значения фазового спектра и перемещение вверх этой зоны (см. рис. 8). Соответственно уход воздушной холодной массы воздуха сопровождается отрицательными значениями фазы, так как теплый воздух опускался на место уходящего холодного воздуха. При этом область нисходящего движения перемещалась вниз (см. рис. 10). Маленькие стрелки на рис. 10 указывают направление смещения теплого воздуха по мере прохождения холодной воздушной массы.

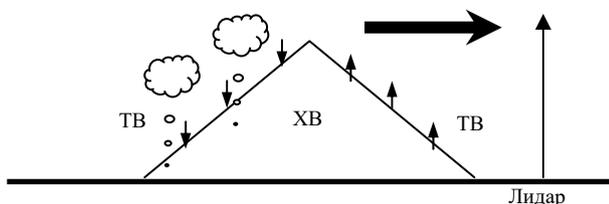


Рис. 10. Схема, показывающая прохождение холодной воздушной массы через лидарный пункт наблюдения

На рис. 10 также показаны облака, которые присутствовали на задней части холодной воздушной массы. В связи с этим интересен следующий обнаруженный факт. Из первичных лидарных данных (см. рис. 8,а) видно, что из-

менение высоты облаков после 1 ч ночи как бы коррелирует с данными фазового спектра на рис. 8,з. Но в то же время не наблюдается никакой корреляции до 1 ч ночи, когда фаза была положительной и имел место подъем области положительной фазы. Из этого важного факта следует, что спектральный параметрический анализ позволяет получать дополнительную, как бы «скрытую», информацию о происходящих в атмосфере процессах.

Обратимся к спектру когерентности на рис. 8,б. Видно, что на границе холодного воздуха спектр когерентности имеет низкие значения. Эта область проявилась в виде светлой полосы, которая сначала была направлена вверх, а затем вниз. Объяснение простое. На границах холодной воздушной массы теплый воздух всегда располагается над холодным, а значит, имеет место температурная инверсия. Как известно [16], при инверсиях температуры сила Архимеда является отрицательной и поэтому препятствует турбулентному обмену между соседними слоями (см. рис. 1). Этим объясняется, что спектр когерентности имел низкие значения и как бы служил «индикатором» зон, в которых турбулентный обмен между соседними слоями затруднен.

Выводы

Итак, мы проиллюстрировали, чем может быть полезна статистическая параметрическая обработка лидарной информации. Для нас очевиден тот факт, что параметрический подход является более гибким и обладает большими возможностями по сравнению с традиционным классическим Фурье-анализом. Статистическая обработка и использование спектров когерентности и фазы расширяют перечень рассчитываемых на основе лидарных данных параметров.

Было показано, что использование АРСС-модели позволяет получать оценки авто- и кроссспектров с более высоким частотным разрешением и с точностью не хуже, чем дает непараметрический подход. Порядок АРСС-модели следует выбирать исходя из поставленной задачи, но в любом случае полезно обработку лидарных данных начинать с низких значений порядка модели p .

С помощью спектральной параметрической обработки данных лазерного аэрозольного MPL-лидара были оценены пространственные и временные масштабы холодной воздушной массы, которая прошла через пункт лидарного наблюдения. При этом спектр когерентности служил индикатором положения границы температурной инверсии. Фазовый спектр однозначно указывал направление медленных вертикальных перемещений аэрозольных неоднородностей.

Заметим, что по значениям фазы можно оценивать значения скорости [13], но это выходит за рамки данной статьи. Способы применения статистической АРСС-модели при анализе лидарных данных могут быть различными и зависеть от поставленной задачи и изобретательности исследователей.

Авторы выражают благодарность профессору Г.Н. Глазову за ряд ценных советов и высказанную идею использования параметрического подхода при анализе данных лидарного зондирования.

1. Eloranta E.W. et al. Lidar measurements of wind velocity profile in the boundary layer // J. Appl. Meteor. 1980. V. 19. P. 598–605.
2. Sugimoto N. et al. An improved method for wind measurements with a conical-scanning correlation lidar // Jpn. J. Appl. Phys. 1998. V. 37. P. 5598–5603.

3. *Балин Ю.С., Разенков И.А., Ростов А.П.* Исследования флуктуаций концентрации аэрозоля в приземном слое атмосферы с использованием лидара // *Оптика атмосферы и океана*. 1994. Т. 7. № 7. С. 960–966.
4. *Otnes R.K., Enochson L.* Applied time series analysis. John Wiley & Sons, 1978. 428 p.
5. *Bendat J.S., Piersol A.G.* Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis. John Wiley & Sons, 1980. 310 p.
6. *Van der Hoven J.* Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour // *J. Meteorol.* 1957. V. 14. № 2. P. 160–164.
7. *Матвеев Л.Т.* Курс общей метеорологии. Л.: Гидрометеоздат, 1976. 639 с.
8. *Marple S.L.* Digital spectral analysis with applications. Prentice-Hall, Inc., 1988. 582 p.
9. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Часть 1. М.: Наука, 1965. 640 с.
10. *Atmospheric turbulence and air pollution modelling* / Ed. by T.T.M. Nieuwstadt and H.D. Van Dop. Reidel Publishing Company, 1981. 351 p.
11. *Nuttall A.H.* Multivariate linear predictive spectral analysis employing weighted forward and backward averaging: a generation of Burg's algorithm. Naval underwater systems center technical report 5501, New London, Conn., October 1976.
12. *Strand O.N.* Multichannel complex maximum entropy (autoregressive) spectral analysis // *IEEE Trans. Autom. Control*. 1977. V. AC-22. P. 634–640.
13. *Razenkov I.A., Cha H.K., Kim D.H., Lee J.M.* Measurement of slow air vertical motion in the atmosphere by micro pulse lidar // *Proceedings of SPIE*. 1999. V. 3983. P. 299–305.
14. *Spinhirne J.D.* Micro pulse lidar // *IEEE Trans Geo. Rem. Sens.* 1993. V. 31. P. 48–55.
15. *Klett J.D.* Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios // *Appl. Opt.* 1985. V. 24. № 11. P. 1638–1643.
16. *Stull R.B.* An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers. Netherlands. (Atmospheric Sciences library. V. 13).

I.A. Razenkov, H.K. Cha, D.H. Kim, N.A. Shefer. **Application of parametric statistical analysis to processing of micro pulse lidar data.**

Based on micro-pulse lidar data, the statistical spectral methods of processing are compared: the nonparametric method on the basis of fast Fourier transform (FFT) and the parametric one based on a model of «autoregressive-moving average» (ARMA). The calculations were carried out on scheme of two-channel spectral estimation by the Nuttall–Strand method for the ARMA model. Space-time distributions of coherent and phase spectra were calculated from space-time distribution of atmospheric aerosol scattering coefficient. The advantages of parametric approach ensuring more high frequency resolution and the better accuracy of obtained spectral estimations are shown. At interpretation of aerosol lidar data, the coherency spectrum showed regions in the space, where an inversion of temperature could happen. The phase spectrum makes it possible to detect in the troposphere the zones of upgoing and downgoing slow vertical movements of aerosol inhomogeneities. It is proposed to start spectral processing of lidar data at the ARMA model of the second order to obtain smoothed spectral estimations.