

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИВОДНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ ДИССИПАТИВНЫМ МЕТОДОМ

А.В. Гармашов

Морской гидрофизический институт  
НАН Украины

г. Севастополь, ул. Капитанская, 2

E-mail: toxa.fromsevas@mail.ru

*В статье показана возможность использования диссипативного метода для условий слабого и умеренного ветра при неустойчивой и нейтральной стратификации над морской поверхностью для получения основных характеристик приводного слоя атмосферы.*

**Введение.** Целью данной работы является оценка вертикальных потоков импульса в стратифицированном атмосферном пограничном слое над морской поверхностью диссипативным методом и экспериментальная проверка применимости теории подобия Монина-Обухова в данных условиях. Диссипативный метод, используемый исследователями уже более 50 лет, является классическим методом исследования атмосферного пограничного слоя, как над сушей, так и над морем. Метод основывается на применении теории подобия Монина-Обухова для стратифицированного пограничного слоя, а также использовании гипотез Колмогорова и Тейлора. Несмотря на появление приборов, измеряющих потоки прямыми методами, диссипативный метод остается конкурентоспособным из-за простоты применения и надёжности при относительно небольших финансовых затратах на оборудование. Кроме того, в некоторых случаях использование диссипативного метода объясняется невозможностью применения других.

Для выполнения поставленных целей проводились измерения в 2005 г. на исследовательской стационарной платформе, расположенной в прибрежной части Черного моря (п. Качивели). На восточном углу платформы, на выстреле длиной 9 м была установлена специально изготовленная конструкция для проведения градиентных измерений. В общей сложности на мачте было установлено 5 анемометров в диапазоне высот 1.96 – 5.68 м. Высота анемометров относительно среднего уровня поверхности определялась с помощью струнного волногра-

фа, который был закреплен на мачте точно под анемометрами. Дополнительный анемометр и небольшая флюгарка для измерений направления ветра были установлены на углу платформы на высоте 20.85 м.

Все указанные параметры синхронно регистрировались с частотой опроса 5 или 10 Гц. Оценки стратификации атмосферы проводились данным ежечасных измерений температуры воды на глубине 3 м, температуры сухого и смоченного термометров на высоте 10 м.

**Основные положения теории Монина-Обухова.** В настоящее время для изучения атмосферной турбулентности применяется теория подобия Монина-Обухова. В нижней части атмосферного пограничного слоя, где можно пренебречь силой Кориолиса (высота несколько десятков метров [1]) уравнение баланса турбулентной энергии в предположении стационарности и горизонтальной однородности потока

$(\frac{\partial}{\partial t} = 0 \text{ и } \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0)$  будет иметь вид

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{2} \overline{u' u' w'} + \frac{1}{\rho} \overline{p' w'} \right) = -\overline{u' w'} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{g}{\rho} \overline{p' w'} - \overline{\mathcal{E}}, \quad (1)$$

где  $U, u', w', \rho, \rho'$  – средние и пульсационные компоненты горизонтальной и вертикальной скорости и плотности;  $z$  – вертикальная координата (направлена вверх от поверхности);  $g$  – ускорение силы тяжести;  $\mathcal{E}$  – скорость диссипации энергии турбулентности под действием молекулярной вязкости.

Левая часть уравнения (1) описывает вертикальный перенос энергии пульсациями скорости и давления, обычно она полагается малой по сравнению с другими членами (1). Средние величины скорости и напряжений в поперечном к потоку направлении равны 0 в силу симметрии. В условиях развитой турбулентности вязкие напряжения трения пренебрежимо малы по сравнению с турбулентными напряжениями Рейнольдса (кроме примыкающего к поверхности вязкого подслоя), поэтому естественно считать, что перенос турбулентной энергии за счет сил вязкости очень мал по сравнению с переносом энергии турбулентными пульсациями скорости. Вклад сил плавучести в баланс турбулент-

ной энергии выражается членом  $B = -g \overline{\rho' w'}$ , т.е. коррелированными пульсациями скорости и плотности. Основной вклад в изменение плотности вносят пульсации температуры при  $\partial T / \partial z \neq 0$  и в меньшей степени пульсации влажности воздуха.

Продукция энергии за счет градиента плотности определяется вертикальными потоками тепла и водяного пара

$$\overline{\rho' w'} = -\frac{\rho}{T_v} \overline{T_v' w'} \quad (2)$$

Градиент скорости определяется следующим образом

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_u(\zeta), \quad (3)$$

где  $-\overline{u' w'} = u_*^2$ ,  $\zeta = \frac{z}{L}$  и

$$L = -\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{T_v} \overline{T_v' w'}}, \quad (4)$$

где  $L$  - масштаб Монина-Обухова,  $u_*$  - динамическая скорость. Наиболее надежно определены функции  $\phi(\zeta)$  для скорости ветра и температуры, которые в общепринятой в настоящее время формулировке имеют вид [9,10]

$$\phi_u(\zeta) = 1 + \gamma_1 \cdot \zeta, \quad \phi_T(\zeta) = \phi_u(\zeta), \quad \zeta \geq 0 \quad (5)$$

$$\phi_u(\zeta) = (1 - \gamma_2 \cdot \zeta)^{-1/4}, \quad \phi_T(\zeta) = \phi_u^2(\zeta), \quad \zeta \leq 0,$$

где величины  $\gamma$  имеют небольшой разброс по данным разных источников  $\gamma_1 = 5-7$  и  $\gamma_2 = 15-16$ .

Теперь на основании полученных соотношений (4), (3), (2) представим уравнение баланса турбулентной энергии (1) в безразмерном виде

$$\frac{\varepsilon \cdot \kappa \cdot z}{u_*^3} = \phi_\varepsilon(\zeta) = \phi_u(\zeta) - \zeta \quad (6)$$

По результатам многочисленных исследований была установлена применимость теории подобия для описания характеристик атмосферной турбулентности над сушей и морем, по крайней мере, на некотором расстоянии от поверхности, в широком диапазоне условий ( $-3 < \zeta \leq 1$ ).

Согласно гипотезам Колмогорова спектры в этой области инерционного интервала определяются только масштабами ( $\kappa$  - волновое число) и потоком энергии по спектру  $\varepsilon$ . Для продольной компоненты скорости спектр имеет вид

$$S_U(k) = a_U \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot k^{-5/3}, \quad (7)$$

где величина  $a_U$  в по данным специально проведенных для ее оценки экспериментов изменяется в пределах 0.50-0.57 и в среднем равна 0.53.

Согласно гипотезе Тейлора  $k = 2\pi f / U$ , тогда

$$S_U(f) = a_U \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \cdot (2 \cdot \pi / U)^{-2/3} \quad (8)$$

Подставим выражение (6) в (8) получим

$$S_U(f) = a_U \cdot f^{-5/3} \cdot u_*^2 \cdot \left[ \frac{U}{2\pi \cdot \kappa \cdot z} \cdot (\phi(\zeta) - \zeta) \right]^{2/3} \quad (9)$$

Диссипация и градиент скорости ветра изменяются с высотой, обеспечивая постоянство вертикального потока импульса, величину которого можно определить по профилю средней скорости (3) (градиентный метод) и по инерционному интервалу спектра (8) (диссипативный метод). Оба метода можно рассматривать как косвенные по сравнению с прямыми измерениями потоков.

**Обработка и анализ данных.** Исходный профиль скорости аппроксимировался линейно-логарифмической зависимостью

$$U(z_i) = a + b \cdot \ln(z_i), \quad (10)$$

коэффициенты которой определялись методом наименьших квадратов для вычисления  $U_{10}$ . При вычислении спектров использовался традиционный метод преобразования Фурье корреляционной функции с шагом по частоте 0.005 Гц и со степенями

свободы не меньше 50. Фильтрация данных применялась только для устранения небольшого линейного тренда с целью сохранения дисперсии процесса.

В области инерционного интервала находилась средняя энергия диссипации, исходя из выражения (9). Способ определения границ инерционного интервала состоит в следующем: мы строим величину  $S(f) \cdot f^{5/3}$  и вычисляем  $\epsilon$  там, где этот параметр не имеет заметного тренда. Затем, используя (4), (3),

(6) и (5), итерациями находим динамическую скорость.

Результаты работы можно представить в виде таблиц, в которых:

$Z$  - высота постановки анемометров;

$U_s$  - средняя скорость на данной высоте;

$u^*$  - динамическая скорость без коррекции на стратификацию;

$U_*$  - динамическая скорость, приведенная к условиям нейтральной стратификации;

$L$  - масштаб Монина-Обухова.

Таблица 1 – Почти нейтральная стратификация

$Z$ m	1.96	2.46	3.14	4.14	5.68	20.85
$U_s$ m/s	8.96	9.21	9.30	9.90	10.19	12.10
$u^*$	0.43	0.43	0.43	0.438	0.44	0.435
$U_*$ m/s	0.43	0.43	0.43	0.44	0.44	0.44

$U_{10}=11.05$  m/s,  $L = -950$ m.

Таблица 2 – Слабая неустойчивость

$Z$ m	1.96	2.46	3.14	4.14	5.68	20.85
$U_s$ m/s	4.53	4.69	4.83	4.92	5.01	5.53
$u^*$	0.192	0.196	0.2	0.2	0.21	0.215
$U_*$ m/s	0.198	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2

$U_{10}=5.22$  m/s,  $L = -45$ m

Таблица 3 – Сильная неустойчивость

$Z$ m	1.96	2.46	3.14	4.14	5.68	20.85
$U_s$ m/s	2.57	2.66	2.67	2.74	2.72	2.9
$u^*$	0.096	0.1	0.1	0.107	0.11	0.135
$U_*$ m/s	0.092	0.095	0.1	0.1	0.1	0.096

$U_{10}=2.81$  m/s,  $L = -10$ m.

Из рисунка 1 видно, что турбулентные напряжения постоянны по высоте, что подтверждает примерный баланс продукции и диссипации энергии турбулентности в нижней части приводного слоя атмосферы для данных условий, что характерно слою постоянных потоков.

**Заключение.** К плюсам диссипативного метода можно отнести устойчивость к низкочастотным колебаниям, возможность использовать небольшие интервалы времени для получения оценок. К минусам следует

отнести использование ряда констант, полученных экспериментально. Прямо он дает только скорость диссипации  $\epsilon$  и ее изменение с высотой.

Использование простых и надежных чашечных анемометров в данном методе позволяет проводить измерения в самых сложных условиях, непосредственно вблизи вершин волн. Данные измерений профилей средней скорости и диссипации дают достаточно полную информацию о вертикальной структуре волнового пограничного слоя,

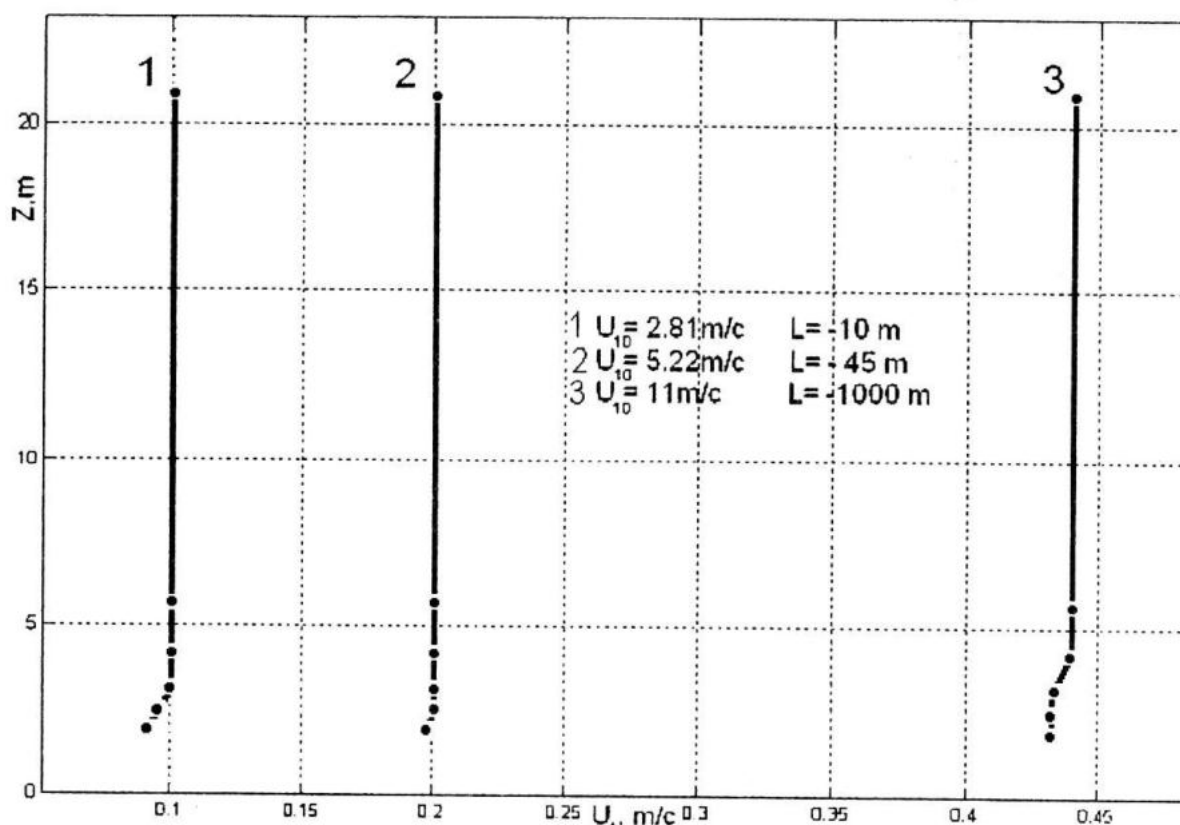


Рисунок 1 – Профиль динамической скорости для трех условий в приводном пограничном слое

однако являются косвенными при оценке напряжений по сравнению с прямыми измерениями потоков импульса и тепла трехкомпонентными акустическими анемометрами.

В целом, спектры скорости ветра согласуются с гипотезой о существовании равновесного интервала: в области высоких частот выполняется зависимость  $f^{-5/3}$ , уровень спектров уменьшается с высотой, нижняя граница инерционного интервала смещается в сторону низких частот, как при увеличении высоты, так и при уменьшении скорости ветра.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А.С. Монин, А.М. Яглом. Статистическая гидромеханика. – Москва: Наука, 1965. – 639 с.
2. Е.Б. Краус. Взаимодействие атмосферы и океана. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1976. – 295 с.
3. Д.Л. Ламли, Г.А. Пановский. Структура атмосферной турбулентности. – Москва: МИР, 1966. – 264 с.
4. Ю.П. Соловьев, А.И.Коровушкин, Ю.Н. То-

локнов. Характеристики чашечного анемометра и методика измерений скорости ветра. – Севастополь: Мор.гидрофиз.журн., №3, 2004. – С. 53–66.

5. С.А. Китайгородский. Физика взаимодействия атмосферы и океана. – Ленинград: Гидрометеизд., 1970. – 284 с.

6. Г. Дженкинс, Д. Ваттс. Спектральный анализ и его приложение. – Москва: Мир, 1971. – 317 с.

7. Дж. Бендат, А. Пирсол. Прикладной анализ случайных данных. – Пер. с англ. – Москва: Мир, 1989. – 540с.

8. M. Yelland, P.K. Taylor. Wind stress measurements from the open ocean. Journal of physical oceanography, vol. 26, 1996. – P. 541–558.

9. J.A. Businger, J.C. Wyngaard, Y. Izumi and E.F. Bradley. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. J.Atmos.Sci., vol. 28, 1971. – P. 181–189.

10. A.J. Dyer. A review of flux-profile relationships. Boundary-Layer Meteorol., vol. 7, 1974. – P. 363–372.