Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук

На правах рукописи

Барсков Кирилл Владиславович

# СТРУКТУРА АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НАД НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

специальность 25.00.29 – физика атмосферы и гидросферы

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук Профессор РАН И.А. Репина

Москва 2020

## Оглавление

Список основных сокращений и обозначений 4
Введение9
Глава 1. Типы поверхностных неоднородностей и методы экспериментального
исследования энергообмена атмосферы и подстилающей поверхности 22
1.1. Типы поверхностных неоднородностей
1.1.1 Ландшафты с гладкой топографической неоднородностью23
1.1.2 Ландшафты с разрывной топографической неоднородностью 25
1.2 Методы измерения турбулентных потоков. Метод турбулентных
пульсаций
1.2.1 Вывод уравнений и исходные предположения
1.2.2 Фильтрация данных 32
1.2.3 Обработка измерений и коррекции 35
1.3 Градиентный метод
1.3.1 Теория подобия Монина-Обухова
1.3.1 Потоково-градиентные соотношения для поверхностей с крупными
элементами шероховатости 42
1.4 Метод теплового баланса 44
1.4.1 Описание метода для снежного и ледяного покрова
1.4.2 Проблема незамыкания баланса тепловой энергии
1.5 Выводы Главы 1
Глава 2. Особенности атмосферного пограничного слоя над ландшафтом с
гладкой топографической неоднородностью 48
2.1 Район измерений
2.2 Проверяемая гипотеза

2.3 Коррекция градиента средней скорости ветра вблизи верхней границы
АПС
2.4 Фильтрация и обработка данных 54
2.5 Проверка гипотезы об универсальности влияния стратификации на
профиль средней скорости над неоднородным ландшафтом 56
2.6 Нормировка на масштаб турбулентности <i>ltmix</i> 60
2.7         Выводы Главы 2
Глава 3. Особенности атмосферного пограничного слоя над ландшафтом с
разрывной топографической неоднородностью 64
3.1 Район и методика измерений 64
3.1.1 Прибрежное озеро (Кисло-сладкое) 64
3.1.2 Озеро, окруженное лесом (Верхнее)
3.1.3 Характеристики приборов71
3.2 Обработка данных и оценка точности72
3.2.1 Применение метода турбулентных пульсаций 72
3.2.2 Применение градиентного метода74
3.2.3 Применение метода теплового баланса
3.3 Сравнение метода теплового баланса и метода турбулентных пульсаций
3.4 О двух механизмах формирования потока явного тепла над
неоднородной поверхностью
3.4.1 Два механизма формирования потока явного тепла
3.4.2 Оценка вклада когерентных структур в общий тепловой поток 86
3.4.3 Применимость ТПМО для расчета потоков тепла над ландшафтом с
крупными элементами неоднородности

3.5 Пространственное распределение турбулентного потока импульса	над
неоднородной поверхностью	96
3.5.1 Профиль потока импульса	96
3.6 Выводы к Главе 3	99
Заключение	. 101
Благодарности	. 104
Список трудов автора по теме диссертации	. 104
Список литературы	. 106

АПС	— атмосферный пограничный слой;		
ББС МГУ	<ul> <li>— Беломорская биологическая станция Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова;</li> </ul>		
ТКЭ	— турбулентная кинетическая энергия;		
ТПМО	— теория подобия Монина-Обухова;		
EC	— eddy-covariance, метод ковариации пульсаций;		
LES	— large eddy simulation, вихреразрешающее моделирование;		
α	<ul> <li>— доля времени от всего интервала осреднения, в течение которого точка измерения находится в зоне восходящего потока;</li> </ul>		
$\gamma = 1.4$	— показатель адиабаты;		
$\zeta = \frac{z}{L}$	— параметр устойчивости;		
$\kappa = 0.4$	— постоянная Кармана;		
Λ	<ul> <li>— масштаб длины Обухова на данной высоте измерений;</li> </ul>		
$\lambda_{s,i}$	— теплопроводность снега(s), льда(i);		
$\mu_d = 28.96 \ 10^{-3} \ { m kf} \ { m mole} { m mole}^{-1}$	— молярная масса сухого воздуха;		
$\mu_w = 18.0153 \ 10^{-3} \ \mathrm{kg} \ \mathrm{mod} \ \mathrm{mod}^{-1}$	— молярная масса воды;		
$\xi = \frac{(z-D)}{L}$	<ul> <li>— параметр устойчивости над поверхностью с крупными элементами шероховатости;</li> </ul>		

## Список основных сокращений и обозначений

$\xi' = l_t^b / \Lambda$	<ul> <li>— модифицированный параметр устойчивости;</li> </ul>
$ ho_a$	— плотность воздуха;
$ \rho_{s,i} $	— плотность снега(s), льда(i);
τ	— турбулентный поток импульса;

τ<sub>n</sub> — нормированный на плотность воздуха
 вертикальный турбулентный поток импульса;

$$\phi_m = \frac{\partial U \kappa z}{\partial z u_*}$$
 — безразмерный градиент скорости ветра;

$$\phi_m = \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\kappa(z-D)}{u_*}$$
 — безразмерный градиент скорости ветра над поверхностью с крупными элементами шероховатости;

$$\phi'_{m} = \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\kappa l_{t}^{b}}{u_{*}}$$
 — модифицированный безразмерный градиент скорости в приземном слое над лесом;

 $\phi_h = \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\kappa z}{T_*}$  — безразмерный градиент температуры;

$$\phi_{\nu} = \frac{\partial q}{\partial z} \frac{\kappa z}{q_*}$$
 — безразмерный градиент влажности;

— коэффициент, равный безразмерному градиенту
 скорости ветра при нейтральной стратификации;

# $c_p = 1004.8 \, \text{Дж кг}^{-1} \, \text{K}^{-1}$ — удельная теплоемкость воздуха;

## с<sub>*s,i*</sub> — удельная теплоемкость снега(s), льда(i);

D — высота вытеснения

а

*F<sub>EC</sub>* — турбулентный поток скаляра с, посчитанный методом ковариации пульсаций;

$$g = 9.81 \text{ м c}^{-1}$$
 — ускорение свободного падения;

*H<sub>EC</sub>* — турбулентный поток явного тепла, посчитанный методом ковариации пульсаций;

- (H + L<sub>s</sub>E)<sub>баланс</sub> полный турбулентный поток тепла, посчитанный методом теплового баланса;
- *H*<sub>ТПМО</sub>, H<sub>MOST</sub> турбулентный поток явного тепла, посчитанный потоково-градиентным методом;

$$H_{CS} = -c_P \rho \frac{\overline{w'w'T'}}{S_w (\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}}$$
 — вклад когерентных структур в турбулентный поток явного тепла над неоднородной поверхностью;

высота атмосферного пограничного слоя;

— масштаб длины Монина-Обухова;

 $h_{A\Pi C}$ 

$$L = -\frac{u_*^3}{\kappa(\frac{g}{T_0})(\frac{H}{c_p\rho_a})}$$

- $L_s = 25.04 \ 10^5 \ \text{Дж кг}^{-1}$  удельная теплота испарения воды;
- *L<sub>s</sub>E* турбулентный поток скрытого тепла;
- (L<sub>s</sub>E)<sub>EC</sub> турбулентный поток скрытого тепла, посчитанный методом ковариации пульсаций;
- *l<sub>t</sub>* = *z D* турбулентный масштаб длины из классической теории логарифмического приземного слоя;
- $l_t^b = < \frac{u_*}{\kappa \frac{\partial \overline{U}}{\partial z}} >$  эмпирический базовый масштаб турбулентности, скобками обозначено осреднение по выборке данных с нейтральной стратификацией.
- $l_t^{nb} \approx l_t^b |\tau|^{1/2} / U_*$  приближение базового масштаба турбулентности;

$$l_t^g = \frac{l_t^{nb}}{1 + C_m l_t^b / L}$$

$$l_t^s = \frac{l_t^{nb}}{1 + C_m l_t^{nb} / \Lambda}$$

масштаб турбулентности, связанный с
 мелкомасштабной сдвиговой турбулентностью,
 сгенерированной на высоте измерений, включает в
 себя в себя поправку на влияние топографии и
 слоя растительности;

$$l_t^{mix} = \frac{C l_t^g l_t^s}{l_t^g + (C-1) l_t^s}$$
 — эмпирический масштаб турбулентности,  
учитывающий как влияние топографии, так и  
высоту АПС;

- *R* = 8.31 универсальная газовая постоянная;
- *R*<sub>n</sub> радиационный баланс;
- *s* удельное содержание скаляра с;

$$S_w = \frac{\overline{w'^3}}{\left(\overline{w'^2}\right)^{\frac{3}{2}}}$$
— коэффициент асимметрии распределения пульсаций вертикальной скорости;

- $S_x = {{x'}^3\over {\sigma}^3}$  коэффициент асимметрии распределения пульсаций величины x;
- Т температура воздуха;
- *Т*<sub>\*</sub> масштаб температуры
- *Т<sub>s</sub>* акустическая температура;

$T_v$	— виртуальная температура;
u, v, w	<ul> <li>продольная, поперечная и вертикальная составляющие скорости;</li> </ul>
U	— горизонтальная скорость ветра;
$u_*$	— динамическая скорость (скорость трения);
U <sub>*</sub>	<ul> <li>— динамическая скорость на высоте ближайшего к поверхности измерительного уровня;</li> </ul>
W <sub>u</sub>	<ul> <li>средняя вертикальная составляющая скорости в восходящем потоке;</li> </ul>
W <sub>d</sub>	<ul> <li>средняя вертикальная составляющая скорости в нисходящем потоке;</li> </ul>
Ζ	— уровень измерений;
<i>Z</i> <sub>0</sub>	— параметр шероховатости;

### Введение

#### Актуальность темы

Свойства и динамика атмосферного пограничного слоя (АПС) в значительной мере определяются его взаимодействием с подстилающей поверхностью, которое можно характеризовать турбулентными потоками импульса, тепла и влаги. В современных методах определения характеристик турбулентного обмена между поверхностью Земли И атмосферой используются теории, базирующиеся гипотезе статистической на однородности турбулентного потока. стационарности и Традиционно применяемые в атмосферном моделировании, а также энергобалансовых и биогеохимических расчетах параметризации основаны на выводах теории подобия Монина-Обухова (ТПМО) (Монин и Обухов 1954). В основе этой теории лежит предположение об однородности подстилающей поверхности и горизонтальном распределении аэродинамической И температурной шероховатости и турбулентных потоков (Монин и Яглом 1992). Эта теория основой стала современной микрометеорологии И разработки экспериментальной атмосферной аппаратуры исследования ДЛЯ турбулентности (Foken 2006). Её применимость возможна, прежде всего, при стационарных метеорологических условиях и при существовании слоя постоянных потоков (слоя, в котором вертикальные градиенты потоков тепла и импульса близки к нулю) в приземном слое, охватывающем примерно 10 % атмосферного пограничного слоя (Kaimal, Finnigan 1994). Иными словами, использование ТПМО ограничено нижним слоем атмосферы над однородной поверхностью, в котором параметр устойчивости  $\left|\frac{z}{t}\right| \leq 1 - 2$  (Монин, Яглом 1965; Stull 1988; Garratt 1992; Kaimal, Finnigan 1994; Wyngaard 2010). Требования стационарности и однородности можно сформулировать также следующим образом:

- Рельеф местности плоский, и подстилающая поверхность достаточно однородна, так что поля скорости ветра и температуры однородны по горизонтали;
- В течение интервалов времени, в которых естественный суточный ход погоды мало заметен, поля скорости ветра и температуры статистически стационарны.

При этих условиях статистические характеристики метеорологических полей могут зависеть высоты измерений. Несмотря лишь ОТ на идеализированность условий ТПМО, эта теория, совместно с теорией Колмогорова о существовании инерционного интервала в спектрах компонент скорости, широко используется для оценок потоков импульса, тепла и влаги, переноса примесей в приземном слое, и в частности, в моделях прогноза погоды и климата как над сушей, так и над морем. При наличии горизонтальных и вертикальных градиентов статистических моментов метеорологических величин (в частности, потоков) применение ТПМО должно приводить к ошибкам, уровень которых к настоящему времени изучен недостаточно. Последние десятилетия наблюдается существенный прогресс в развитии систем и методов измерений характеристик атмосферной турбулентности: разрабатываются новые приборы, усовершенствуются методы коррекции и контроля качества данных (Lee et al. 2004; Foken 2017). Это сделало возможным получать качественные экспериментальные данные о турбулентных процессах в АПС, а также определять границы применимости ТПМО в различных фоновых условиях.

Первые эксперименты для оценки применимости ТПМО проводились над ровной, однородной поверхностью, где основные ее положения, в основном, подтверждались (Цванг 1962; Izumi 1971; Tsvang et al. 1973, 1985, Мордухович и Цванг 1966; Копров и Соколов 1975; Stull 1988; Sorbjan 1989; Garratt 1992; Kaimal 1994; Wyngaard 2010). В частности, было показано, что для топографически однородного поля площадью несколько гектаров, засеянного мозаично различными агрокультурами по принципу «лоскутного одеяла», универсальные функции теории подобия Монина-Обухова над каждой из культур определяются как для плоской и однородной подстилающей поверхности, ТПМО остается справедливой, а скачкообразное изменение шероховатости между разными участками поля не вносит существенного вклада в потоково-градиентные соотношения (*Tsvang et al. 1991*).

Справедливость в том или ином случае ТПМО зависит от типа неоднородности ландшафта, различные участки которого могут характеризоваться различными альбедо, теплоемкостью и шероховатостью. Исследования показывают, что появление даже незначительных температурных неоднородностей на топографически гладкой подстилающей поверхности могут привести к заметным ошибкам в результатах, полученных при оценке турбулентных потоков из моделей, разработанных для однородных поверхностей (Tsvang et al. 1985; Kukharets, Tsvang 1998; Tsvang et al. 1998). Топографические неоднородности могут приводить к формированию микромасштабных и мезомасштабных циркуляций, которые влияют на структуру АПС и взаимодействие атмосферы с поверхностью. Над неоднородными ландшафтами условия статистической однородности Исследования показывают, нарушаются. ЧТО В случае протяженных ландшафтов с крупными элементами неоднородности (горно-долинный рельеф (Nadeau et al. 2013; Babic et al. 2016a; Grachev et al. 2016; Stiperski, Rotach 2016), лес (Babic et al. 2016b; Барсков и др. 2018), городская застройка (Quan, Hu 2009; Wood et al. 2010), морской лёд (Волков, Репина 2002; Rodrigo, Anderson 2013; Grachev et al. 2013, 2015) прибрежные зоны (Соловьев 2010; Zhao et al. 2013; Kral et al. 2014; Figueroa-Espinoza, Salles 2014; Grachev et al. 2018) при определенных условиях на качественном уровне ТПМО также применима. Но в большинстве случаев наблюдения проводились на одной метеорологической мачте с одним или несколькими уровнями измерений.

Расширение эксперимента до нескольких многоуровневых постов дает информацию 0 существенной пространственной изменчивости турбулентности над неоднородным рельефом (*Babic et al. 2016a; Grachev et al.* 2016, 2018). Это может служить и причиной незамыкания теплового баланса – проблемой, согласно которой в большинстве экспериментов суммарная энергия солнечного излучения и потоков тепла через поверхность (лед, снег почвы) оказывается больше или поверхность энергии, уносимой турбулентными потоками явного и скрытого тепла, полученными из пульсационных измерений (Цванг, 1987; Панин, Бернхофер 2008; Foken 2008; Leuning et al. 2012).

На данный момент натурных измерений характеристик атмосферной турбулентности в условиях неоднородного рельефа проводится крайне мало. Интерпретация полученных результатов также сталкивается со сложностями, так как пространственная неоднородность атмосферной турбулентности (*Coceal, Belcher 2005; Detto et al. 2008; Belcher et. al. 2012; Queck et al. 2016),* приводит к тому, что измеренные различными методами турбулентные потоки дают информацию о значениях потока на некоторой части поверхности (пульсационный метод) или в конкретной точке поверхности (метод теплового баланса), но не над ландшафтом в целом. Для метода турбулентных пульсаций не разработаны аналитические футпринт-модели, учитывающие неоднородность ландшафта.

Возникающие возмущения воздушного потока в приземным слое атмосферы над неоднородной подстилающей поверхностью ограничивают возможности применения для определения вертикальных потоков и наиболее широко распространенных одномерных моделей, основанных на предположении о горизонтальной однородности поверхности (*Oltchev et al.,* 2002; Гусев, Насонова 2010). Очевидно, что для описания обмена в приземном слое атмосферы над неоднородной поверхностью наиболее эффективным инструментом могут служить более сложные двумерные и трехмерные модели

турбулентного переноса, позволяющие оценить не только вертикальные, но и горизонтальные потоки с учетом реальной структуры поверхности и рельефа. Оценки пространственного распределения характеристик турбулентности при этом в основном опираются на результаты LES моделирования и лабораторных экспериментов (*Глазунов 2014; Глазунов, Степаненко 2015*).

В турбулентном обмене в неоднородном ландшафте большую роль организованной турбулентностью, играют движения, связанные с формируются когерентные структуры, которые генерируют дополнительный вклад энергии в спектры и коспектры потоков в приземном слое. Затруднения применимости ТПМО над неоднородными ландшафтами во многом связано с тем, что к локальному турбулентному перемешиванию, вызванному высокочастотной турбулентностью, добавляются нелокальные процессы, турбулентных вызванные неоднородностью генерации движений И различными мезомасштабными циркуляциями. При определенных условиях ТПМО применима и над неоднородной поверхностью, но для расчета характеристик атмосферной турбулентности в этом случае необходим более обобщенный подход, который может содержать, в том числе, и классическую ТПМО как частный случай (Johansson et al., 2001; Wilson, 2008). Реализация этого подхода возможна с включением в функции подобия новых независимых безразмерных групп (Grachev et al., 2018) или введением новых эмпирических масштабов (Барсков и др., 2018).

Таким образом, недостаточное знание структуры пограничного слоя атмосферы и его обмена количеством движения, теплом и влагой с неоднородной поверхностью является в настоящее время основным препятствием для правильного функционирования оперативных, глобальных и региональных моделей прогноза погоды и экспертных моделей для климата и его изменений. Все вышесказанное подтверждает необходимость проведения специализированных экспериментов в неоднородном ландшафте,

исследующих как вертикальную, так и горизонтальную структуру турбулентности в приземном слое атмосферы.

#### Объект исследования:

Атмосферный пограничный слой над неоднородной подстилающей поверхностью.

#### Предмет исследования:

Структура атмосферной турбулентности и механизмы генерации турбулентных потоков над неоднородными поверхностями.

#### Основная цель работы:

Идентификация факторов, влияющих на структуру и динамику приземного слоя атмосферы над неоднородной поверхностью при различных условиях стратификации атмосферы.

#### Основные задачи:

- Экспериментально исследовать структуру атмосферного пограничного слоя над неоднородной поверхностью;
- Определить влияние гладкой топографической неоднородности на турбулентные потоки, ввести соответствующие коррекции универсальных функций в устойчиво-стратифицированном приземном слое;
- Установить влияние разрывной топографической неоднородности на турбулентные потоки и изучить вклад когерентных структур в турбулентные потоки в условиях сильно неоднородной поверхности;
- Определить условия применимости стандартных методов расчета турбулентных потоков, в том числе основанных на теории подобия Монина-Обухова, в случае неоднородных ландшафтов.

#### Исходные данные:

В работе использовались данные специализированных комплексных экспериментов, проводимых Институтом физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН совместно с Московским государственным университетом M.B. Ломоносова (Географический факультет Научноимени И исследовательский вычислительный центр) в прибрежной зоне Белого моря в 2015-2018 ΓГ. Также использовались данные период мониторинга характеристик атмосферной турбулентности на различных уровнях 127-ми метровой мачты, расположенной на исследовательской станции SMEAR II Measuring Ecosystem-Atmosphere Relations) Университета (Station for Хельсинки (Хьютиала, Финляндия, 24°17'13" в.д., 61°51'5" с.ш.).

#### Основные положения, выносимые на защиту:

- функций теории подобия Монина-Обухова 1. Для универсальных возможно введение поправок, учитывающих гладкую топографическую неоднородность ландшафта в виде эмпирического базового масштаба длины, зависящего от индивидуальных особенностей топографии и типа подстилающей поверхности в месте измерений. Использование нового масштаба позволяет провести эмпирического коррекцию универсальных функций ТПМО в устойчиво-стратифицированном приземном слое без их существенной модификации по сравнению с универсальными функциями над однородными поверхностями с малыми элементами шероховатости (Барсков и др., 2018).
- 2. Формирование потока тепла над ландшафтом с разрывной топографической неоднородностью может осуществляться за счет когерентных структур, образующихся в течении за уступом при отрыве потока. Эти структуры обеспечивают турбулентный перенос потока тепла, связанного с адвекцией теплого или холодного воздуха и генерируемого в средних слоях атмосферного пограничного слоя, а не

на поверхности. Турбулентные потоки, сформированные таким образом, могут быть параметризованы через моменты третьего порядка и коэффициент асимметрии распределения пульсаций вертикальной скорости (Barskov et al. 2019).

3. Значения турбулентных потоков тепла, определенных методом теплового баланса, могут согласовываться со значениями потоков, определенных из ковариации пульсаций даже в условиях сильной неоднородности и при существовании когерентных структур над поверхностью. Согласованность этих двух методов в условиях сильной неоднородности ландшафта и при различных режимах атмосферной циркуляции над неоднородным ландшафтом может свидетельствовать о том, что именно динамика атмосферного пограничного слоя определяет теплообмен атмосферы с подстилающей поверхностью, a сама способна «подстраиваться» поверхность текущие под аэродинамические условия И принимать весь тепловой поток, сформировавшийся в приземном слое (Barskov et al. 2017).

#### Научная новизна работы:

В работе получены результаты измерений структуры атмосферной турбулентности в условиях неоднородного ландшафта, позволяющие одновременно исследовать пространственное распределение турбулентных характеристик, радиационный баланс и поток тепла на поверхности почвы, профиль температуры в АПС, благодаря чему появляется возможность детального анализа энергообмена поверхности с атмосферой. Такой комплексный эксперимент был проведен впервые.

Новой является идея введения поправки, учитывающей гладкую топографическую неоднородность ландшафта в виде эмпирического базового масштаба длины. В отличие от других способов учета неоднородности, такой подход позволяет не менять сами универсальные функции теории подобия.

Впервые на данных натурных измерений показан механизм, при котором поток тепла, генерируемый в верхних и средних частях атмосферного пограничного слоя при адвекции теплого или холодного воздуха, переносится к поверхности за счет турбулентного переноса благодаря неоднородности подстилающей поверхности.

Идея параметризации турбулентных потоков через третьи моменты ранее использовалась для конвективного АПС, для которого характерны чередующиеся восходящие и нисходящие потоки. В данной работе впервые показано, что такая параметризация может быть справедлива и для устойчивого АПС в том случае, когда крупные вихри генерируются за счет взаимодействия набегающего потока с сильно неоднородным ландшафтом.

#### Научная и практическая значимость:

Современный прогноз погоды и оценки будущих изменений климата производится на основе гидродинамических моделей атмосферы, нижним граничным условием для которых выступают потоки импульса, энергии и массы (аэрозолей, газовых примесей) с подстилающей поверхности. Для расчёта турбулентных потоков используются параметризации, в основе которых лежат теоретические потоково-градиентные соотношения, разработанные и откалиброванные на данных измерений над однородной подстилающей поверхностью. Результаты, представленные в данной работе, могут быть использованы в моделях прогноза и климата, для поправки к параметризациям турбулентного обмена над неоднородными ландшафтами. Так, предложенное введение эмпирического масштаба длины в перспективе может быть использовано в моделях атмосферной циркуляции. Зная распределение эмпирического масштаба длины по поверхности Земли, либо задавая этот масштаб в соответствии с типами поверхностей наряду с параметром шероховатости  $Z_0$ , можно ввести соответствующую коррекцию

при вычислении приповерхностных турбулентных потоков в моделях атмосферной циркуляции.

Данные комплексных натурных наблюдений, освещенные в работе, могут быть использованы для валидации результатов численного моделирования турбулентных течений в АПС.

Достоверность результатов диссертационной работы определяется:

- Комплексной постановкой специализированных экспериментов, применением сертифицированной измерительной аппаратуры, контролем качества используемых экспериментальных данных, детальным анализом ошибок измерений и расчетов статистических моментов турбулентности.
- Применением для интерпретации данных измерений фундаментальных уравнений баланса статистических моментов турбулентности, универсальных соотношений теории подобия приземного слоя.
- Согласием полученных результатов с ранее опубликованными работами по теории АПС, данными лабораторных экспериментов и вихреразрешающего моделирования.

#### Личный вклад автора:

Все основные результаты, представленные в работе, получены автором лично. Автор принимал участие в организации и проведении всех представленных в диссертации полевых экспериментов. Вся обработка экспериментальных данных с учетом поправок и корректировок, формулировка и проверка гипотез о связях между статистическими моментами, были проведены автором лично.

#### Апробация работы:

Основные результаты диссертационной работы были доложены автором на всероссийских и международных конференциях. Материалы диссертации были представлены в виде докладов на семинарах Института физики атмосферы (ИФА) им. А.М. Обухова РАН и Научно-исследовательского вычислительного центра (НИВЦ) МГУ имени М.В.Ломоносова, на международном рабочем совещании «Новые подходы к измерениям и моделированию геофизической турбулентности» (Москва, 2019 г.), на международной конференции, посвященной 100-летию со дня рождения А.М.Обухова «Турбулентность, динамика атмосферы и климата» (Москва, 2018 г.), на международной молодежной школе и конференции по вычислительно-информационным технологиям для наук об окружающей среде: "CITES-2017" (Таруса, Звенигород, 2017 г.), на международной конференции Carbon Cycle in Lake-Atmosphere Continuum – CarLAC (Петрозаводск, 2015 г.), Международной конференции РЕЕХ-2017 (Москва, 2017 г.), на ассамблеях AGU (2015) и EGU (2017, 2018).

Настоящая работа выполнялась в рамках госзаданий ИФА РАН и НИВЦ МГУ, а также грантов:

 Тема госзадания АААА-А18-118021290151-3 (0129-2019-0001) -Разработка методов параметризации потоков импульса тепла и влаги у поверхности океана.

2) Тема госзадания АААА-А16-116020410091-9 - Вычислительноинформационные технологии для математического моделирования естественных и антропогенных изменений климата и природной среды.

3) Грант РНФ 17-17-01210 - Исследование процессов взаимодействия атмосферного пограничного слоя умеренных и высоких широт с деятельным слоем суши и водоёмами: разработка параметризаций для моделей Земной системы.

4) Грант РФФИ 20-05-00834 - Взаимодействие атмосферы с морем и сушей в прибрежной зоне: разработка методов расчета характеристик энергообмена.

5) Грант РФФИ 17-05-01221 - Исследование атмосферного пограничного слоя в Арктике по данным специализированных измерений на Российских полярных станциях.

6) Грант РФФИ 16-05-01094 - Моделирование стратифицированных геофизических турбулентных течений над неоднородными поверхностями при помощи DNS, RANS и LES-методов.

#### Публикации:

По теме диссертации опубликованы 9 научных работ, в том числе 3 статьи в изданиях, рекомендованных ВАК РФ для представления основных результатов диссертации, а также получено 1 свидетельство о регистрации базы данных.

#### Структура и объем работы:

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка основных работ автора по теме диссертации и списка использованной литературы, включающего 151 название. Объем диссертации составляет 119 страниц, включая 21 рисунок.

#### Основное содержание работы

Во введении изложена актуальность работы, объект и предмет исследования, цели и задачи, основные положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая значимость, достоверность результатов, апробация работы, указаны исходные данные и личный вклад автора..

В Главе 1 приведены характеристики исследуемых подстилающих поверхностей и обзор современных методов экспериментального изучения энергообмена атмосферы с подстилающей поверхностью. Показаны основные

допущения, принятые в представленных методах, в том числе связанные с однородностью подстилающей поверхности, а также границы применимости методов.

Глава 2 посвящена особенностям АПС над ландшафтом с гладкой топографической неоднородностью на примере однородного леса в холмистой местности в зимний период. Приведены результаты обработки данных пульсационных измерений над лесом на 127-метровой метеорологической мачте, расположенной на исследовательской станции *SMEAR II* (Station for Measuring Ecosystem-Atmosphere Relations) Университета Хельсинки (Хьютиала, Финляндия, 24°17'13" в.д., 61°51'5" с.ш.) в период с 05 ноября 2015 года по 03 марта 2016 года. Проверялась применимость стандартных подходов к построению универсальных зависимостей теории подобия Монина-Обухова при устойчивой и нейтральной стратификации.

Глава 3 посвящена особенностям АПС над ландшафтом с разрывной топографической неоднородностью на примере озер, полностью или частично окруженных лесом. Описаны результаты специализированных натурных экспериментов, выполненных на зимних лесных озерах на базе Беломорской биологической станции МГУ (ББС МГУ) по данным измерений трех экспедиций 2015, 2017 и 2018 годов.

В Заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации. В конце работы представлен список литературы и список работ автора по теме диссертации.

# Глава 1. Типы поверхностных неоднородностей и методы экспериментального исследования энергообмена атмосферы и подстилающей поверхности.

В Главе 1 приведены характеристики исследуемых подстилающих поверхностей и обзор современных методов экспериментального изучения энергообмена атмосферы с подстилающей поверхностью. Показаны основные допущения, принятые в представленных методах, в том числе связанные с однородностью подстилающей поверхности, а также границы применимости методов (Barskov et al, 2017, 2019).

#### 1.1. Типы поверхностных неоднородностей

Улучшение пространственного разрешения климатических и региональных моделей, включение в модели деятельного слоя озер, рек, неоднородных лесных массивов и урбанизированных территорий, приводит к необходимости вводить в модели взаимодействия атмосферы и поверхности мезо- и микромасштабную изменчивость рельефа и топографии. В данной работе выделяется два типа неоднородности.

Первый тип характеризуется равномерным распределением элементов шероховатости, огибающая кривая которых имеет непрерывную производную (например, холмистая поверхность, покрытая лесом, Рис.1А). Далее в работе такой ландшафт называется *ландшафтом с гладкой топографической неоднородностью*.

Второй тип характеризуется неравномерным распределением элементов шероховатости, составляющие его участки отличаются различными значениями альбедо, теплоемкости, при этом огибающая функция имеет разрывы или разрывы производной. Далее в работе такой ландшафт именуется *ландшафтом с разрывной топографической неоднородностью*. В качестве примеров можно выделить три группы таких неоднородностей:

- относительно небольшие замкнутые пространства, окруженные территорией со значительно более высокими элементами шероховатости: городские площади, поляны в лесу, озера (Рис. 1Б);
- ступенчатое изменение высоты подстилающей поверхности (прямая или обратная ступенька): лесные опушки, прибрежный рельеф (Рис. 1В);
- узкие продолжительные туннели: городские, речные и горные каньоны (Рис. 1Г);



Рисунок 1 - Примеры топографически неоднородных ландшафтов.

#### 1.1.1 Ландшафты с гладкой топографической неоднородностью

Интерес к этой теме в основном связан с изучением влияния больших лесных массивов на АПС и обусловлен исследованиями биогеохимического цикла, т.е. процессов обмена импульсом, теплом и веществом между атмосферой и биологически активной растительностью (*Malhi et al. 1999*). Учитывая тесную зависимость процессов переноса тепла, углекислого газа и водяного пара от условий внешней среды, видового состава и структуры

растительности, а также от совокупности биофизических и биохимических процессов, протекающих в растениях и почве, можно говорить 0 турбулентном обмене как об индикаторе состояния, развития и роста растений (Выгодская и др. 2009). Турбулентный обмен между атмосферой и лесной растительностью играет важную роль в формировании и изменении климата, меняя содержание углекислого газа и других парниковых газов в атмосфере (Heimann and Reichstein 2008), а также естественных аэрозолей (Pöschl 2005). Важным механизмом влияния турбулентных потоков над лесной растительностью на климат является так называемая континтентальная петля обратной связи СОВАСС (биосфера – атмосфера – облака – солнечная радиация – климат – биосфера) в цепочке изменения климата (Markku et al. 2014). СОВАСС подавляет глобальное потепление посредством регуляции экосистемой баланса  $CO_2$ . Исследования атмосферной структуры турбулентности внутри леса и над лесной растительностью необходимы не только для изучения процессов в биосфере и соответствующего их учета при моделировании глобальных изменений климата (Canadell et al. 2000), но также важны для расчета переноса аэрозолей и газовых примесей (Andreae and Crutzen 1997), прогноза неблагоприятных погодных явлений (Mayer and Schindler 2002), разработки аналитических и численных моделей динамики атмосферного пограничного слоя, развития ветроэнергетики (Bergström et al. 2013).

Экспериментальные исследования показали, что над лесом сопротивление элементов аэродинамическое растительности вызывает искажение профиля ветра, а слой постоянных потоков отсутствует, что делает неприменимыми традиционные потоково-градиентные соотношения (Garratt 1978). В турбулентном обмене как внутри, так и над лесом преобладают движения, связанные с организованной турбулентностью (Villani et al. 2003): формируются когерентные структуры, которые генерируют дополнительный вклад энергии в спектры и коспектры потоков в приземном слое (Dias-Júnior

*et al. 2013*). В устойчивых пограничных слоях, характерных для ночного времени в тропических и средних широтах и для зимы в полярных и приполярных областях, формируются вихри более крупных размеров – и их влияние на турбулентный перенос может быть существенным. Турбулентность над лесом при устойчивой стратификации обсуждалась, например, в работах (*Cava et al. 2004; Mahrt 2007; Dias-Júnior 2017*), но, в основном, рассматривались ночные пограничные слои. Для северных лесов с долгоживущими устойчивыми пограничными слоями в зимний период исследований практически не проводилось.

Основные публикации, разрабатывается которых В теория турбулентного переноса внутри и над лесом, сфокусированы на однородном покрове на ровной поверхности (Liu et al. 2001; Amiro 1990; Massman and Weil 1999; Leuning 2000). В неидеальных, но более реалистичных условиях (лес с озерами и полянами, неоднородные высота деревьев и плотность лесной растительности, сложный рельеф, пятнистая растительность) процессы обмена становятся еще более сложными (Lee 2000). Для исследования влияния турбулентный неоднородности растительного покрова на обмен И турбулентные движения в основном используются подходы, основанные на аналитическом и численном моделировании. В качестве примера можно привести статью (Ross 2012), в которой разработана аналитическая модель ветрового потока внутри и над растительным покровом со слабо меняющейся плотностью растительности.

#### 1.1.2 Ландшафты с разрывной топографической неоднородностью

Интерес к этой теме обусловлен необходимостью корректной параметризации реальных ландшафтов, в которых лесная растительность перемежается небольшими озерами или полянами, в прибрежной зоне при переходе от морской поверхности к суше, а также при изучении городского микроклимата. Во всех перечисленных ландшафтах наблюдаются

скачкообразное изменение характеристик подстилающей поверхности, а также разрывы производной для огибающей (препятствия типа ступенька, значительные выступы ландшафта и т.д.)

Около 3,3% континентальной поверхности земли покрыто озерами, что составляет 4,6 млн. км<sup>2</sup>. При этом 54% от общей площади внутренних водоемов составляют небольшие озера площадью до 10 км<sup>2</sup> (Downing et al 2006). Именно такие озера составляют 99,9% внутренних водоемов. Согласно данным наблюдений в северной Европе и Канаде небольшие озера оказывают большое влияние на баланс тепла и влаги в пограничном слое (Rouse et al. 2005), поэтому численное моделирование термодинамики озер является неотъемлемой частью в моделях прогноза погоды и климата. В ряде работ (Dutra et al. 2010; Balsamo et al. 2012) показано, что учет озер приводит к значимым региональным и глобальным откликам в характеристиках атмосферной циркуляции. Таким образом, для дальнейшего развития моделей прогноза погоды и климата, помимо увеличения пространственного разрешения, важны уточнения параметризаций процессов тепло-И влагообмена, особенно с учетом небольших озерных систем подсеточного масштаба. При этом условие однородности выполняется только для достаточно крупных водоемов, окруженных плоским ландшафтом с низкой растительностью. Многие озера северной части России и Европы окружены лесной растительностью, и использование стандартных подходов для расчета составляющих теплового баланса в приземном слое атмосферы приводит к существенным ошибкам из-за неоднородности подстилающей поверхности.

Неоднородность ландшафта с разрывной топографической неоднородностью вносит существенные изменения в статистические характеристики турбулентности, поэтому применение теории подобия Монина-Обухова для вычисления потоков тепла, влаги и импульса в таких случаях, вообще говоря, некорректно. В работах (*Condie and Webster 2001; Boehrer and Schultze 2008*) указывается, что вблизи подветренной кромки

достаточно густого леса на границе лес-поле, структура турбулентности может быть сходной со структурой течения при обтекании обратного уступа с возникновением зоны рециркуляции (двумерного вихря в вертикальной плоскости). Это значительно усложняет экспериментальные измерения потоков над небольшими озерами. Результаты вихреразрешающих моделей (LES) показывают, что на расстояниях от кромки леса менее 15-20 высот деревьев, потоки, измеренные по ковариации пульсаций, определяются сдвигом скорости в набегающем потоке на высоте деревьев, и могут существенно отличаться от потоков через поверхность (Глазунов, Степаненко 2015). Нарушается также предположение, что вертикальные турбулентные потоки тепла, влаги и импульса не зависят от высоты (Mahrt 1998; Panin et al. 1998; Глазунов, Степаненко 2015), и наблюдается значительный перенос тепла и влаги в горизонтальном направлении. При этом турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ) генерируется, в основном, отрывом ветрового потока на «ступеньке», высота которой примерно равна высоте окружающих озеро деревьев. Данный вывод подтверждается и результатами лабораторного исследования в аэродинамической трубе отрыва ветрового потока от ступеньки, имитирующей границу леса (Chen et al. 1995; Markfort et al. 2014). Показано, что отрыв потока на высоте ступеньки влияет на поток импульса на расстоянии 34 - 100 высот ступеньки. Натурные измерения потоков, проведенные в рамках эксперимента TurbEFA (Queck et al. 2016), также показали изменение с высотой потока импульса внутри поляны.

Значительное различие в динамике и структуре ветрового потока в городском каньоне и над ним было показано по данным экспериментов как в реальных условиях (*Rotach et al. 2005, Mauree et al. 2018*), так и аэродинамических трубах (*Allegrini et al. 2013*) и с использованием численных гидродинамических моделей (*Santiago et al. 2007, Глазунов 2014 а,б*). Но практически все недавние экспериментальные исследования городской турбулентности были сосредоточены на проверке стандартных методов

расчета турбулентных потоков, основанных на теории подобия и описании отклонения полученных связей между статистическими моментами от закономерностей, справедливых над однородными поверхностями с малыми элементами шероховатости. Так, в статье Roth (2000) анализируется более пятидесяти случаев исследования структуры турбулентности в городских условиях, и автор приходит к выводу, что механизмы формирования турбулентности над городской застройкой и над высокой неоднородной растительностью подобны и связаны с формированием вертикальной неустойчивости при сдвиге скорости ветра над слоем шероховатости (Raupach et al. 1996), при этом эти турбулентные процессы теорией подобия не описываются. Он также, по-видимому, впервые подчеркивает важность учета при исследовании городской турбулентности организованных (когерентных) движений (структур). Эти структуры проявляются во временных рядах как случайные отклонения большой амплитуды от среднего значения и как квазипериодическая изменчивость интенсивности сигнала определённых масштабов.

Среди городских экспериментов особенно следует отметить Basel UrBan Boundary Layer Experiment (BUBBLE) (Rotach et al., 2005), который представляет собой многолетнюю экспериментальную кампанию по исследованию структуры пограничного слоя в городе Базель, Швейцария. В течение интенсивного периода наблюдений продолжительностью около месяца было проведено несколько исследований турбулентной структуры городских каньонов одновременно с дистанционными профильными и наблюдениями. Параллельно экспериментальной спутниковыми с деятельностью в рамках BUBBLE была проведена валидация мезомасштабной численной модели атмосферы (Finite VolumeModel, FVM, Clappier et al., 1996), содержащей параметризацию поверхностного обмена, специально разработанную для городских условий (Martilli et al. 2002, 2003). Основная цель измерений в двух близко расположенных точках в Хельсинки (Järvi,

2018) состояла в том, чтобы понять, какова чувствительность вертикальных турбулентных потоков к конфигурации городской застройки. Установлено, что потоки, особенно поток импульса, очень сильно реагируют на структуру расположенных рядом строений. Измерения на башнях над городской застройкой также представлены в работах (*Quan, Hu 2009; Wood et al. 2010*). Анализ высокочастотных измерений скорости ветра на 7 уровнях на 27-метровой мачте на кампусе политехнической школы в Лозане при средней высоте зданий 10 метров представлен в работах (*Guignard et al. 2019, Telesca et al. 2019*). С использованием вейвлет- и спектрального анализов была дана количественная оценка влияния зданий на динамику ветрового потока.

# 1.2 Методы измерения турбулентных потоков. Метод турбулентных пульсаций

турбулентного Основными характеристиками взаимодействия приземного слоя атмосферы или слоя трения с подстилающей поверхностью являются потоки явного тепла (*H*), импульса ( $\tau$ ) и влаги или скрытого тепла (L<sub>s</sub>E). Практически во всей толще пограничного слоя, где эффекты молекулярного обмена пренебрежимо малы по сравнению с вертикальным турбулентным переносом импульса, тепла и влаги, ЭТИ величины характеризуют полные потоки, пересекающие подстилающую поверхность. Основными методами определения турбулентных потоков в натурных экспериментах являются: метод турбулентных пульсаций (Eddy Covariance или ЕС, также иногда называемый прямым методом), потоково-градиентный метод, основанный на теории подобия Монина-Обухова, а также метод теплового баланса.

Метод турбулентных пульсаций или прямой метод измерения турбулентных потоков является наиболее популярным методом экспериментального изучения энергообмена атмосферы с подстилающей поверхностью благодаря строгой физической обоснованности и точности

современной измерительной аппаратуры (*Burba 2017; Foken, 2017*). Однако метод основан на ряде допущений и требует коррекций, речь о которых пойдет ниже.

#### 1.2.1 Вывод уравнений и исходные предположения

Для изучения обмена произвольным скаляром *с* атмосферы с подстилающей поверхностью выделяется дифференциальный кубический объем воздуха, нижняя грань которого прилегает к поверхности. Зная потоки скаляра *с* через боковые и верхнюю грани выбранного объема, а также учитывая изменение содержания скаляра внутри самого этого объема, можно найти поток через нижнюю грань, т.е. через поверхность. Считая, что единственным источником скаляра в выделенном объеме является подстилающая поверхность, закон сохранения в дифференциальной форме можно записать как

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial uc}{\partial x} + \frac{\partial vc}{\partial y} + \frac{\partial wc}{\partial z} = f\delta(z), \qquad (1.1)$$

где f – мгновенный поток скаляра через поверхность,  $\delta(z)$  – дельта-функция Дирака, u, v, w – продольная, поперечная и вертикальная составляющие скорости соответственно. При осреднении на некотором интервале времени получим

$$\frac{\overline{\partial c}}{\partial t} + \frac{\overline{\partial uc}}{\partial x} + \frac{\overline{\partial vc}}{\partial y} + \frac{\overline{\partial wc}}{\partial z} = F\delta(z), \qquad (1.2)$$

где F – средний поток скаляра через поверхность на выбранном временном интервале. В случае горизонтальной однородности члены, связанные с изменчивостью вдоль х и у равны нулю. В случае стационарного течения слагаемое, связанное с временной изменчивостью, также обнуляется, и уравнение принимает вид

$$\frac{\overline{\partial wc}}{\partial z} = F\delta(z). \tag{1.3}$$

После интегрирования по всему объему от поверхности до уровня измерений *z* получим поток через поверхность

$$F = \overline{\mathrm{wc}}.\tag{1.4}$$

Обозначим удельное содержание скаляра в атмосфере за *s*. Тогда содержание скаляра в дифференциальном объеме равно  $c = \rho_a s$ , где  $\rho_a - плотность воздуха,$ и уравнение (1.4) принимает вид

$$F = \overline{\rho_a \text{ws.}} \tag{1.5}$$

Выполнив разложение Рейнольдса величин на постоянную составляющую (с верхней чертой) и флуктуации (со штрихом), получим

$$F = \overline{(\overline{\rho}_a + {\rho'}_a)(\overline{w} + w')(\overline{s} + s')},$$
(1.6)  

$$F =$$

$$\overline{\rho}_{a}\overline{w}\overline{s} + \rho'_{a}\overline{w}\overline{s} + \overline{\rho}_{a}w'\overline{s} + \rho'_{a}w'\overline{s} + \overline{\rho}_{a}\overline{w}s' + \rho'_{a}\overline{w}s' + \overline{\rho}_{a}w's' + \rho'_{a}w's' \quad (1.7)$$

,

$$F = \overline{\overline{\rho}_{a}\overline{w}\overline{s}}_{I} + \overline{\rho'_{a}\overline{w}\overline{s}}_{II} + \overline{\overline{\rho}_{a}w'\overline{s}}_{III} + \overline{\rho'_{a}w'\overline{s}}_{IV} + \overline{\overline{\rho}_{a}\overline{w}s'}_{V} + \overline{\rho'_{a}\overline{w}s'}_{VI} + \overline{\overline{\rho}_{a}w's'}_{VII} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VII} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VII} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VII} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VII} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VIII} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VII} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VI} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VI} + \overline{\rho'_{a}w's'}_{VI} + \overline{\rho'_{a}w$$

Далее делается несколько приближений и допущений.

1. Будем считать, что осреднения удовлетворяют условиям Рейнольдса:

$$\overline{f+g} = \overline{f} + \overline{g},\tag{1.9}$$

$$\overline{\mathrm{a}f} = \mathrm{a}\bar{f},\tag{1.10}$$

$$\bar{a} = a, \tag{1.11}$$

$$\frac{\overline{\partial f}}{\partial s} = \frac{\partial \overline{f}}{\partial s'} \tag{1.12}$$

$$\overline{\bar{f}g} = \bar{f}\bar{g}.$$
(1.13)

2. Для горизонтально однородного ландшафта средняя вертикальная скорость  $\overline{w}$  равна нулю, поэтому слагаемыми *I*, *II*, *V*, *VI* далее можно пренебречь.

- 3. В силу осреднения Рейнольдса среднее отклонение от среднего равно нулю:  $\overline{\rho'_a} = 0$ ,  $\overline{w'} = 0$ ,  $\overline{s'} = 0$ . Таким образом, слагаемое *III* также обнуляется.
- Флуктуации плотности воздуха ρ'<sub>a</sub> пренебрежимо малы по сравнению со средней плотностью ρ̄<sub>a</sub>, поэтому слагаемыми *IV* и *VIII* также можно пренебречь.

Таким образом, уравнение (1.8) преобразуется к виду

$$F = \overline{\overline{\rho}_a w' s'} = \overline{\rho}_a \overline{w' s'}.$$
 (1.14)

Формула (1.14) является универсальным выражением для потока произвольного скаляра. Конкретные уравнения для турбулентного потока явного тепла H, скрытого тепла  $L_s E$  и импульса  $\tau$  примут вид

$$H = c_p \bar{\rho}_a \overline{\mathbf{w}' T'}, \qquad (1.15)$$

$$L_s E = L_s \bar{\rho}_a \overline{w'q'}, \qquad (1.16)$$

$$\tau = \bar{\rho}_a [\overline{w'u'}^2 + \overline{w'v'}^2]^{1/2}, \qquad (1.17)$$

где  $c_p$  – удельная теплоемкость воздуха, T – температура воздуха,  $L_s$  – удельная теплота испарения воды, q – удельная влажность воздуха. В условиях неоднородности ландшафта допущения, описанные выше, могут быть принципиально неверными, что усложняет расчет турбулентных потоков, и требует учета влияния других членов уравнения (1) на общий поток.

#### 1.2.2 Фильтрация данных

Формулы (1.15-1.17) получены из ряда предположений, описанных выше. При обработке данных важно понимать степень выполнимости тех или иных предположений в данном конкретном месте измерений и вклад в ошибку, которые вносят используемые приближения. Приведем основные критерии отбора данных, которые принято применять при обработке данных измерений методом *EC*.

Критерием стационарности является параметр FS

$$FS = \frac{\overline{w's'}_{5\ min} - \overline{w's'}_{30\ min}}{\overline{w's'}_{30\ min}},$$
(1.18)

который показывает относительную разницу среднего значения ковариаций пульсаций величины s, осредненных на 5-минутных интервалах, и на всем 30минутном интервале. Если FS > 0.3, считается, что поток нельзя считать стационарным и разложение Рейнольдса не является справедливым (*Foken and Wichura 1996*), поэтому такие данные непригодны для дальнейшей обработки. Этот критерий отбрасывает значительное количество данных (до 40% всех данных), особенно в ночной период.

Критерием непрерывности потоков является величина

$$FI = \frac{\sigma_{5min}}{|F_{30min}|},\tag{1.19}$$

где  $\sigma_{5min}$  – стандартное отклонение ковариаций, осредненных на 5-минутных интервалах, а  $F_{30min}$  – ковариации для всего 30-минутного ряда. Поток считается прерывистым, если FI > 1, и такие данные следует отбрасывать (*Mahrt et al. 1998*).

Коэффициент эксцесса показывает, насколько распределение пульсаций величины *x* отличается от гауссова.

$$KU = \frac{x^{\prime 4}}{\sigma_x^4},\tag{1.20}$$

Большой коэффициент эксцесса показывает, что дисперсия обусловлена нечастыми крайними отклонениями (т.е. пиками в данных). Пики в данных как правило связаны с инструментальными факторами, особенно в плохих погодных условиях во время измерений. Приемлемыми считаются значения эксцесса в интервале 1 < KU < 8 (*Vickers and Mahrt 1997*). При этом выбросы и пики в ряде данных удаляются и заменяются линейной интерполяцией соседних значений.

Коэффициент асимметрии показывает, насколько распределение пульсаций величины *x* ассиметрично

$$S_x = \frac{\overline{x'^3}}{\sigma_x^3}.\tag{1.21}$$

Приемлемыми для однородного ландшафта считаются значения коэффициента асимметрии в интервале  $S_x \in [-2; 2]$  (Vickers and Mahrt 1997). В условиях неоднородности ландшафта распределения пульсаций могут отличаться от нормального. В частности, большое значение коэффициента асимметрии распределения пульсаций вертикальной составляющей скорости может свидетельствовать о существовании когерентных структур над неоднородной поверхностью (см. Раздел 3.4).

Интегральный турбулентный тест  $ITC_{\sigma}$  показывает, насколько турбулентность является развитой. Для измерения развитости турбулентности применяется потоково-дисперсное подобие, согласно которому, отношение среднеквадратичного отклонения турбулентной величины к турбулентному потоку этой величины является функцией только устойчивости (Обухов 1960). В общем виде можно записать, что отношение стандартных отклонений соответствующих составляющих скорости ветра u, v, w или температуры T и скорости трения  $u_*$  или  $T_*$  является функцией параметра устойчивости  $\xi = \frac{\kappa(z-D)}{\Lambda}$ , где  $\Lambda$  – масштаб длины Монина – Обухова на уровне измерений, D – высота вытеснения

$$\frac{\sigma_{u,v,w}}{u_*} = c_1 \left(\frac{z-D}{\Lambda}\right)^{c_2}; \quad \frac{\sigma_T}{T_*} = c_1 \left(\frac{z-D}{\Lambda}\right)^{c_2}. \tag{1.22}$$

Параметр	z - D	<i>c</i> <sub>1</sub>	<i>c</i> <sub>2</sub>
	Λ		
$\frac{\sigma_w}{w}$	(-0.032; 0)	1.3	0
$u_*$	(-1; -0.032)	2.0	1/8
$\frac{\sigma_u}{u}$	(-0.032; 0)	2.7	0
$u_*$	(-1; -0.032)	4.15	1/8
$\frac{\sigma_T}{T}$	(0.02; 1)	1.4	-1/4
1*	(-0.062; 0.02)	0.5	-1/2
	(-1; -0.062)	1.0	-1/4

В таблице ниже приведены значения коэффициентов c1 и c2 (Lee et al. 2004)

<-1	1.0	-1/3	
-----	-----	------	--

Сравнивая модельное отношение (1.22) с измеренными, можно ввести параметр развитости турбулентности как относительную разницу модельного отношения и реально измеренного

$$ITC_{\sigma} = \left| \frac{\binom{\sigma_{x}}{X_{*}}_{model} - \binom{\sigma_{x}}{X_{*}}_{measurement}}{\binom{\sigma_{x}}{X_{*}}_{model}} \right|.$$
(1.23)

Если параметр  $ITC_{\sigma} < 0.3$ , можно считать турбулентность достаточно развитой.

На точность определения потоков также влияет размер выборки, по которой ведется осреднение. В общем виде оператор осреднения может быть записан как

$$\overline{f(t)} = \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} f(\tau) d\tau \qquad (1.24)$$

На практике мы имеем дело не с непрерывным сигналом  $f(\tau)$ , а с дискретным рядом значений  $f_i$ , и оператор осреднения преобразуется к виду

$$\overline{f(\iota)} = \frac{1}{2N} \sum_{i=N}^{i+N} f_i, \qquad (1.25)$$

Время осреднения должно обеспечивать статистическую устойчивость результатов, и обычно принимается от 10 до 60 минут (*Rannik and Vesala 1999; Aubinet et al. 2000*), а оптимальным считается промежуток 20-40 минут (*Волков, Penuнa 2002*). Для наилучшего выбора интервала осреднения часто используется алгоритм TDMM "Time Dependent Memory Method" (*Trevino, Andreas 2000*), позволяющий варьировать этот интервал при наличии нестационарных участков.

#### 1.2.3 Обработка измерений и коррекции

Для определения турбулентных потоков методом ковариации пульсаций необходимо использование высокочастотной чувствительной техники для измерения метеопараметров и концентраций исследуемых переносимых
веществ с большой частотой. Для измерения пульсаций скорости ветра и температуры используются акустические анемометры-термометры, принцип работы которых основан на эффекте Доплера (*Kaimal and Gairon 1991*). Техника для измерения пульсаций концентраций CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O использует поглощение молекулами этих газов излучения в инфракрасном диапазоне (*Ohtaki and Matsui 1982*). Особенности таких измерений требуют дополнительных коррекций, о которых пойдет речь в этом разделе.

Ультразвуковые анемометры измеряют скорость ветра по времени прохождения звукового импульсного сигнала вдоль трех осей анемометра. При этом путь, который звуковой сигнал проходит между двумя датчиками, искажается ветром, направленным поперек оси анемометра. Коррекция такого искажения называется cross-wind correction (*Schotanus et al., 1983*), при этом некоторые анемометры сами автоматически выполняют данную коррекцию при записи данных (например, Gill Solent HS и Gill Solent R3), а для ряда других требуется выполнять эту корректировку в процессе обработки записанных данных (например, Gill Solent R2).

Следующей необходимой поправкой к измерениям является спектральная коррекция. Так как максимальная частота измерений ограничена возможностями прибора, поток, проходящий на больших частотах, теряется. Из-за того, что размер выборки ограничен (как правило 30 минутами), а также из-за вычитания тренда, теряется поток, осуществляющийся в низкочастотной части спектра. Таким образом, измерения всегда недооценивают реальный поток и требуют высокочастотной и низкочастотной спектральной коррекции. Отношение измеренного потока к его реальной величине записывается следующим образом

$$\frac{\overline{w's'}_{\mu_{3Mep}}}{\overline{w's'}_{pean}} = \frac{\int_0^\infty TF(f)C_{ws}(f)df}{\int_0^\infty C_{ws}(f)df},$$
(1.27)

Где  $C_{ws}$  – нормированный ко-спектр *w*' и *s*', TF(f) – передаточная функция от частоты *f*, состоящая из низкочастотной  $TF_{LF}$  и высокочастотной  $TF_{HF}$  частей:

$$TF = TF_{LF}TF_{HF}, (1.28)$$

Функция низкочастотной коррекции зависит от типа осреднения. При выбросе линейного тренда она приобретает вид (Rannik and Vesala 1999):

$$TF_{LF,LD} = 1 - \left[\frac{\sin(\pi fT)}{\pi fT}\right]^2 - 3 \frac{\left(\sin(\pi fT) - \pi fT\cos(\pi fT)\right)^2}{(\pi fT)^4}.$$
 (1.29)

При вычитании среднего значения функция записывается как (Lee et al. 2004)

$$TF_{LF,LD} = \left[\frac{\sin(\pi fT)}{\pi fT}\right]^2.$$
 (1.30)

В формулах (1.29-1.30) *Т* – период осреднения. Низкочастотная коррекция вызывает увеличение полученного потока на 0.7-6.1% (Aubinet et al. 2000).

Высокочастотная коррекция осуществляется по-разному для ковариаций  $\overline{w'T'}$ ,  $\overline{w'U'}$ ,  $\overline{w's'}$ , причем коррекции для открытых и закрытых газоанализаторов также отличаются. Теоретический подход предполагает представление высокочастотной части передаточной функции TF<sub>HF</sub>, как суперпозиции отдельных функций, каждая из которых описывает конкретный инструментальный эффект (*Moncrieff et al. 1997*). Экспериментальный подход предполагает сравнение ко-спектра  $\overline{w'T'}$  с коспектром измеренных ковариаций примесей  $\overline{w's'}$  (*Aubinet et al. 2000*)

$$TF_{HF} = \frac{C_{W's'}\sqrt{W's'}}{C_{W'T'}\sqrt{W'T'}} = \frac{1}{1 + (2\pi f\tau_s)^2},$$
(1.31)

где  $\tau_s$  – время отклика. Суммарно с помощью высокочастотных и низкочастотных коррекций поток может быть увеличен на 5-30%.

Еще одной важной поправкой является коррекция температуры. Непосредственно анемометры измеряют акустическую температуру по времени прохождения ультразвукового сигнала между датчиками, вычисляя таким образом скорость звука в воздухе в трех направлениях *c*<sub>1</sub>, *c*<sub>2</sub>, *c*<sub>3</sub>

$$T_{s} = \frac{\mu_{d}}{\gamma R} \frac{(c_{1}^{2} + c_{2}^{2} + c_{3}^{2})}{3} = \frac{1}{403} \frac{(c_{1}^{2} + c_{2}^{2} + c_{3}^{2})}{3},$$
(1.32)

где  $\mu_d = 28.96 \ 10^{-3} \ [кг моль^{-1}]$  – молярная масса сухого воздуха,  $\gamma = 1.4$  – показатель адиабаты, R = 8.31 – универсальная газовая постоянная. Однако

скорость звука в воздухе не является константой и зависит от влажности. Пусть  $p_{H_2O}$  – давление водяных паров, а  $p_0$  – атмосферное давление. Соотношения между акустической  $T_s$ , реальной T и виртуальной  $T_v$ температурой принимают следующий вид (Kaimal and Gairon 1991):

$$T_s = T\left(1 + 0.32\frac{p_{H_2O}}{p_0}\right); \ T_v = T\left(1 + 0.38\frac{p_{H_2O}}{p_0}\right)$$
(1.33)

Еще одна важная поправка связана с термическим расширением воздуха. Дело в том, что газоанализаторы непосредственно измеряют не относительное массовое содержание примеси, а плотность этой примеси. При этом при колебаниях плотности воздуха относительное массовое содержание будет меняться, что необходимо корректировать (т.н. WPL-коррекция, Webb 1980). Для газоанализаторов открытого типа поправки к потоку водяного пара можно записать как

$$F_{q,WPL} = \overline{w'\rho_q'} + \left(\frac{\mu_d}{\mu_w}\frac{\overline{\rho_q}}{\rho_{a,dry}}\right)\overline{w'\rho_q'} + \left(1 + \frac{\mu_d}{\mu_w}\frac{\overline{\rho_q}}{\rho_{a,dry}}\right)\frac{\overline{\rho_q}}{\overline{T}}\overline{w'T'}.$$
 (1.34)

В уравнении (1.34)  $\rho_q$  – плотность водяных паров в кг м<sup>-3</sup>,  $\rho_{a,dry}$  – плотность сухого воздуха в кг м<sup>-3</sup>,  $\mu_d$  =28.96 10<sup>-3</sup> кг моль<sup>-1</sup> и  $\mu_w$ =18.0153 10<sup>-3</sup> кг моль<sup>-1</sup> – молярные массы воздуха и воды соответственно.

Еще одним возможным источником ошибки при вычислении потоков может являться наклон самого прибора относительно горизонта или рельефа при установке. Поэтому в исходном записанном сигнале трех компонент скорости необходимо повернуть оси так, чтобы средний поток был направлен вдоль u, а средняя вертикальная  $\overline{w}$  и поперечная  $\overline{v}$  скорости были равны нулю. Такой поворот координатных осей подразумевает отсутствие вертикальной составляющей средней скорости, но это условие может не выполняться, например, над высокой растительностью или в присутствии неоднородностей ландшафта (*Lee 1998*).

Общая таблица с вышеописанными корректировками ошибок представлена ниже.

Причина	В каких	Размер	Коррекция
ошибки	потоках	возможных	
	возникает	ошибок	
Резкие	$L_s E, H, \tau$	±0-15%	Удаление пиков
выбросы			
Наклон	$L_s E, H, \tau$	±0-25%	Поворот осей
приборов			
Измерение	Н	±0-10%	Поправка
акустической			температуры
температуры			
Флуктуации	$L_s E$	±0-50%	WPL-коррекция
плотности			
воздуха			
Частотные	$L_s E, H, \tau$	+5-30%	Спектральные
характеристики			коррекции

Таким образом, выбрав соответствующие интервалы измерений, и, проведя вышеописанные коррекции, можно найти потоки тепла, влаги и импульса методом ковариации пульсаций.

### 1.3 Градиентный метод

### 1.3.1 Теория подобия Монина-Обухова

В горизонтально-однородном квазистационарном приземном слое атмосферы вследствие автомодельности при относительно малом влиянии молекулярной вязкости и теплопроводности на термодинамику турбулентного течения реализуются универсальные зависимости обезразмеренных статистических характеристик стратифицированной турбулентности от параметра устойчивости. Теория подобия Монина-Обухова связывает между собой вертикальные профили горизонтальной скорости ветра, температуры и влажности с потоками импульса, явного И скрытого тепла через полуэмпирические функции. Эти универсальные функции используются при вычислении потоков на поверхности по средним значениям метеовеличин на заданной высоте и необходимы для математического моделирования

взаимодействия атмосферы и суши и для инструментальных оценок турбулентного обмена в отсутствие прямых пульсационных измерений. При этом предполагается пренебрежимо малая толщина слоя шероховатостей по сравнению с высотой измерений *z* и постоянство турбулентных потоков по высоте в приземном слое.

В 1946 году А.М. Обухов определил универсальный масштаб для обменных процессов в приземном слое атмосферы (Обухов 1946) L =  $-\frac{u_*^3}{\kappa(\frac{g}{T_0})(\frac{H}{C_m n_g})}$ , который связывает между собой параметр плавучести  $(\frac{g}{T_0})$ , динамическую скорость u<sub>\*</sub> и турбулентный поток явного тепла H. Здесь g - ускорение свободного падения, T<sub>0</sub> - температура приземного воздуха,  $c_p$ - теплоемкость воздуха,  $\rho_a$ - плотность воздуха,  $\kappa$  - постоянная Кармана. Масштаб L можно интерпретировать как высоту, пропорциональную высоте динамического подслоя, в котором влияние стратификации незначительно (Монин, Яглом 1965, 1967). Введение этого масштаба логично повлекло за собой разработку теории для расчета статистических характеристик атмосферной турбулентности (Монин, Обухов 1954) - теории подобия Монина-Обухова (ТПМО). Исходя из  $\pi$ -теоремы Букингема (Kantha, Clayson 2000), Монин и Обухов установили, что безразмерные профили средней температуры  $\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \frac{z}{T_*}$  и скорости ветра  $\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \frac{z}{u_*}$  являются функциями тех же трех параметров, которые входят в масштаб L, и высоты z, то есть зависят только от одной безразмерной переменной  $\frac{z}{L}$ .

Градиенты средней горизонтальной скорости ветра  $\overline{U}$ , температуры  $\overline{T}$  и влажности  $\overline{q}$  могут быть выражены через безразмерные градиенты метеовеличин  $\phi(\zeta)$  следующим образом:

$$\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_m(\zeta), \qquad (1.35)$$

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} = \frac{T_*}{\kappa z} \phi_h(\zeta), \qquad (1.36)$$

$$\frac{\partial \overline{q}}{\partial z} = \frac{q_*}{\kappa z} \phi_{\nu}(\zeta), \tag{1.37}$$

где  $u_*$ ,  $T_*$ ,  $q_*$  - масштаб скорости (скорость трения), температуры и влажности соответственно,  $\kappa = 0.4$  - постоянная Кармана,  $\zeta$  – параметр устойчивости, определяемый как

$$\zeta = \frac{z}{L}.$$
 (1.38)

Если проинтегрировать уравнения (1.35-1.37) по высоте от уровня z<sub>1</sub> до z<sub>2</sub> получатся следующие уравнения

$$U(z_2) - U(z_1) = \frac{u_*}{\kappa} \left( \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \Psi_m\left(\frac{z_2}{L}\right) + \Psi_m\left(\frac{z_1}{L}\right) \right), \tag{1.39}$$

$$T(z_2) - T(z_1) = \frac{T_*}{\kappa} \left( \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \Psi_h\left(\frac{z_2}{L}\right) + \Psi_h\left(\frac{z_1}{L}\right) \right), \tag{1.40}$$

$$q(z_2) - q(z_1) = \frac{q_*}{\kappa} \left( \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \Psi_{\nu}\left(\frac{z_2}{L}\right) + \Psi_{\nu}\left(\frac{z_1}{L}\right) \right).$$
(1.41)

Функция  $\Psi(\zeta)$  – интегральная форма безразмерного градиента.

Безразмерный градиент  $\phi$  для соответствующих метеопараметров зависит от устойчивости атмосферы и может быть выражен через параметр устойчивости как

$$\phi_m(\zeta) = \begin{cases} 1 + C_m \zeta, \text{ при } \zeta \ge 0\\ (1 - C_{m1} \zeta)^{-1/4}, \text{ при } \zeta < 0 \end{cases}$$
(1.42)

$$\phi_{h,\nu}(\zeta) = \begin{cases} 1 + C_{h,\nu}\zeta, \text{ при } \zeta \ge 0 \\ \left(1 - C_{h,\nu 1}\zeta\right)^{-1/2}, \text{ при } \zeta < 0 \end{cases}$$
(1.43)

Где  $C_m=5$ ,  $C_{m1}=15$ ,  $C_{h,v}=6$ ,  $C_{h,v1}=9$  – коэффициенты, определяемые эмпирически (*Чаликов 1968; Businger et al. 1971*).

Соответствующие интегральные функции принимают вид

$$\Psi_{m}\left(\frac{z}{L}\right) = \begin{cases} 5\frac{z}{L}, & \text{при}\frac{z}{L} \ge 0\\ 2\ln\left[\frac{1+x}{2}\right] + \ln\left[\frac{1+x^{2}}{2}\right] - 2\operatorname{arctg}(x) + \frac{\pi}{2}, & \text{при}\frac{z}{L} < 0 \end{cases}$$
(1.44)

$$\Psi_{h,\nu}\left(\frac{z}{L}\right) = \begin{cases} 6\frac{z}{L}, \ \operatorname{при}\frac{z}{L} \ge 0 \\ 2\ln\left[\frac{1+x^2}{2}\right], \ \operatorname{прu}\frac{z}{L} < 0' \end{cases}$$
где  $x = \left(1 - 16\frac{z}{L}\right)^{1/4}$  (Paulson 1970). (1.45)

Таким образом, при известной функции Ψ(ζ), достаточно измерений средних метеовеличин на двух различных уровнях для вычисления масштабов скорости, температуры или влажности. При этом турбулентные потоки связаны с соответствующими масштабами соотношениями:

$$\tau = \rho_0 u_*^2, \tag{1.46}$$

$$H = -c_p \rho_0 u_* T_*, \tag{1.47}$$

$$L_{s}E = -\rho_{0}L_{s}u_{*}q_{*}.$$
 (1.48)

### 1.3.1 Потоково-градиентные соотношения для поверхностей с крупными элементами шероховатости

Эмпирически установлено (*Grachev et al. 2013*) что без потери точности в формулах (1.35-1.37) можно заменить приземные значения динамической скорости и масштабов температуры и влажности у поверхности на значение этих величин на уровне измерений. Аэродинамические свойства поверхностей с крупными элементами шероховатости принято характеризовать двумя параметрами, имеющими размерность длины: параметром шероховатости  $z_0$ и высотой вытеснения *D*. Распространенное приближение для потоковоградиентного соотношения в устойчивом *АПС* над такими поверхностями (в частности, над лесной растительностью или городской поверхностью) имеет вид (*Cellier and Brunet 1992*):

$$\phi_m(\xi) = \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \frac{\kappa(z-D)}{u_*} \approx a + C_m \xi, \ \xi = \frac{(z-D)}{\Lambda}, \tag{1.49}$$

где  $a = const \approx 1$ ;  $u_* = |\tau|^{1/2}$  и  $\Lambda$  – динамическая скорость и масштаб длины Монина-Обухова на высоте измерений *z* соответственно. Соотношение (1.49) справедливо в бо́льшем (приблизительно до половины высоты *АПС*) диапазоне высот, чем исходная формула *ТПМО*, и выполняется независимо от вида профилей турбулентных потоков, обусловленных крупномасштабным, распределенным по высоте внешним динамическим воздействием (Глазунов 2014).

В непосредственной близости от элементов шероховатости формулой (1.49) пользоваться нельзя, если вертикальный масштаб топографических неоднородностей сравним с величиной (*z* – *D*) и/или если слой элементов шероховатости устроен так, что структура турбулентности над ним существенно отличается от структуры турбулентности в сдвиговом течении над плоской стенкой. Примером последнего случая может быть турбулентность над неплотной растительностью, где, согласно результатам численного моделирования (Finnigan et al. 2009) и данным измерений (Brunet et al. 1994), выражена тенденция к образованию крупных когерентных вихрей, что, в свою очередь, ведет к специфическому виду наблюдаемых потоковоградиентных соотношений, отличающихся от стандартных соотношений теории подобия:  $a \neq const > 1$  (см., например, лабораторные измерения (Cellier and Brunet 1992)).

При значениях параметра устойчивости  $\xi > 2 - 3$  обычно наблюдается уменьшение безразмерного градиента  $\phi_m$  по сравнению со значениями, вычисленными по формуле (1.46) (*Grachev et al. 2013*). В работе (*Глазунов 2014*) на основе спектрального анализа результатов *LES*-моделирования устойчивого *АПС* над поверхностью городского типа было показано, что это уменьшение объясняется наличием крупных вихрей масштаба толщины всего пограничного слоя. Наибольший относительный вклад в вертикальный перенос импульса эти вихри дают в верхней части *АПС*, где они поддерживают более эффективное перемешивание чем сдвиговая турбулентность, сгенерированная локально.

43

### 1.4 Метод теплового баланса

#### 1.4.1 Описание метода для снежного и ледяного покрова

Метод теплового баланса основан на законе сохранения энергии для поверхности. Основными компонентами энергообмена поверхности с атмосферой являются: радиационный баланс  $R_n$  (который включает в себя коротковолновый и длинноволновый радиационный баланс), поток тепла сквозь поверхность посредством теплопроводности (снег, лед или почву), а также турбулентные потоки явного тепла H и скрытого тепла  $L_sE$ . Таким образом, баланс тепловой энергии на поверхности можно записать как

$$R_n = \mathbf{G} + \mathbf{H} + L_s E. \tag{1.50}$$

Радиационный баланс *R<sub>n</sub>* является суммой четырех слагаемых

$$R_n = R_{sw} \downarrow -R_{sw} \uparrow +R_{lw} \downarrow -R_{lw} \uparrow, \qquad (1.51)$$

где  $R_{sw}$  – коротковолновая, а  $R_{lw}$  – длинноволновая часть спектра излучения, измеренная как для приходящей на поверхность ( $\downarrow$ ), так и для исходящей от поверхности ( $\uparrow$ ). Обозначим далее баланс только коротковолнового излучения как.

$$S = R_{sw} \downarrow -R_{sw} \uparrow. \tag{1.52}$$

Расчеты потока через поверхность G для различных поверхностей в общем виде должны учитывать теплопроводность, проникающее излучение и биологическую активность в слое почвы и на поверхности земли, включая фотосинтез и испарение с поверхности листьев (*Foken 2008, Oncley et al. 2007*). В данной работе интерес представляют случаи, когда подстилающей поверхностью является замерзшее озеро, покрытое снегом, поэтому все эффекты, связанные с биологическими факторами здесь рассмотрены не будут.

Поскольку коротковолновая радиация проникает сквозь снег и лед, затухая с глубиной, изменение теплосодержания в элементарном слое снега (индекс *s*) или льда (индекс *i*) можно записать как сумму поглощенного излучения и энергии, ушедшей посредством теплопроводности

$$\rho_{\rm s} c_{\rm s} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_{\rm s} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z'}$$
(1.53)

$$\rho_i c_i \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial S}{\partial z'}$$
(1.54)

где  $\rho$  – плотность, *c* – удельная теплоемкость,  $\lambda$  – теплопроводность, *T* – температура, *S* – баланс коротковолновой радиации, как было указано выше. Проинтегрировав уравнения (1.53-1.54) по всей толщине снега и льда, учитывая, что поток на нижней поверхности снега равен потоку на верхней поверхности льда, приняв температуру на границе льда и воды равной 0°C, считая, что всё излучение поглощается слоем снега и льда, т.е. излучение на нижней границе льда равно нулю, получим

$$-\lambda_{s}\frac{\partial T}{\partial z}|_{z=0} = \rho_{i}c_{i}\frac{\partial}{\partial t}\int_{h_{s}}^{h_{i}}Tdz + \rho_{s}c_{s}\frac{\partial}{\partial t}\int_{0}^{h_{s}}Tdz - S|_{z=0}.$$
 (1.55)

Таким образом, зная профиль температуры внутри снежного покрова, а также изменение этого профиля во времени, можно найти поток тепла *G*, проходящий через поверхность. Измеряя G и R<sub>n</sub>, можно получить суммарный турбулентный поток явного и скрытого тепла из баланса (1.50).

#### 1.4.2 Проблема незамыкания баланса тепловой энергии

Согласно многочисленным экспериментальным данным, баланс тепла на поверхности, описанный в п.1.4.1, не выполняется, если использовать измеренные в реальных условиях данные о каждом слагаемом (*Foken and Oncley 1995*). В работах по измерению баланса тепла на поверхности было показано, что сумма турбулентного потока явного и скрытого тепла измеренные прямым методом составляют лишь около 80% от потоков, найденных методом теплового баланса (*Kanemasu et al. 1992; Bolle et al. 1993, Tsvang et al. 1998*), причем метод ковариации пульсаций всегда стабильно занижает значения по сравнению с методом теплового баланса. Причины такого несоответствия были выявлены сравнительно недавно, и в последних работах экспериментаторам все же удалось получить сходимость баланса тепла на поверхности (*Kanda et al. 2004*). Проблеме незамыкания теплового баланса посвящено много работ (Цванг, 1987, Панин, Бернхофер 2008; Foken 2008; Leuning et al. 2012). Среди причин основных причин явления упоминаются следующие: фазовый сдвиг, то есть дисбаланс измеренных разными методами потоков (Leuning et al. 2012); инструментальные ошибки при измерениях потоков с использованием акустических анемометров (Frank et al. 2012; Kochendorfer et al. 2013); влияние адвекции (Foken 2008, Panin, 1998) - формирование вторичных квазистационарных циркуляций над неоднородным рельефом. Также предполагается, что взаимодействие между неоднородным ландшафтом и циркуляцией воздуха создает систематическую недооценку энергетического баланса (Inagaki et al. 2006, Stoy et al. 2013).

Благодаря точности современных приборов, а также корректировкам при обработке данных (в т.ч. описанным в п.1.1.3), ошибки измерений можно свести к минимуму, исключив, таким образом, их влияние на энергетический дисбаланс поверхности.

Основной причиной дисбаланса энергии является перенос тепла крупными вихревыми структурами, который не может быть измерен стандартными *EC*-измерениями (*Sakai et al. 2001; Finnigan et al. 2003; Sun et al. 2006*). И формируются такие структуры над неоднородной поверхностью. В работе (*Finnigan et al. 2003*) было показано, что увеличение времени осреднения до нескольких часов приводит к ликвидации или значительному уменьшению дисбаланса.

### 1.5 Выводы Главы 1

В Главе 1 по типу неоднородности выделяется два типа ландшафта: ландшафты с гладкой топографической неоднородностью и ландшафты с разрывной топографической неоднородностью. Ландшафты с гладкой топографической неоднородностью характеризуется равномерным распределением элементов шероховатости и гладкой огибающей (огибающая

46

кривая имеет непрерывную производную). Примером такого ландшафта является холмистая поверхность, равномерно покрытая лесом. Ландшафты с разрывной топографической неоднородностью характеризуются распределением элементов шероховатости, различные неравномерным альбедо, участки характеризуются различными теплоемкостью И структурными характеристиками, при этом огибающая кривая имеет разрывы производной. Примерами такого ландшафта являются городские площади, поляны в лесу, лесные озера, лесные опушки, прибрежный рельеф, городские, речные и горные каньоны.

Основными методами определения турбулентных потоков в натурных экспериментах являются: метод турбулентных пульсаций (Eddy Covariance или ЕС, также иногда называемый прямым методом), потоково-градиентный метод, основанный на теории подобия Монина-Обухова, а также метод теплового баланса. В Главе 1 показаны основные допущения, принятые в представленных методах, в том числе связанные с однородностью подстилающей поверхности, а также границы применимости методов. Перечисленные методы широко используются В экспериментальном исследовании турбулентных потоков в атмосфере, однако ни один из методов не является универсальным, кроме того, каждый из них имеет свои границы применимости, что затрудняет интерпретацию натурных измерений. В рамках данной работы будут использоваться все перечисленные методы.

47

# Глава 2. Особенности атмосферного пограничного слоя над ландшафтом с гладкой топографической неоднородностью

Глава 2 посвящена экспериментальному исследованию структуры атмосферного пограничного слоя над холмистой поверхностью, покрытой лесом (Барсков и др., 2018, Глазунов, Барсков и др. 2019).

### 2.1 Район измерений

В данной главе будут описаны исследования, связанные с обработкой данных пульсационных (микрометеорологических) измерений на 127метровой метеорологической мачте, расположенной на исследовательской станции *SMEAR II* (Station for Measuring Ecosystem-Atmosphere Relations) Университета Хельсинки (Хьютиала, Финляндия,  $24^{\circ}17'13"$  в.д.,  $61^{\circ}51'5"$  с.ш.) (*Hari and Kulmala 2005*). Рельеф вокруг мачты представляет собой холмистую поверхность, покрытую сосновым лесом (*Heiskanen et al. 2012*). Средняя высота над уровнем моря – 180 м. Средняя высота деревьев h составляет приблизительно 18 м, а перепады высоты рельефа не превышают высоты деревьев (*Suni et al. 2003*). В радиусе 200 м от башни растительность однородна, приблизительно в 400 м расположены строения научной станции Хьютиала и небольшое озеро Куйвыярве (*Wang et al. 2004*). Многоуровневые непрерывные измерения концентраций атмосферных газов и составляющих энерго- и газоообмена в системе атмосфера-биосфера проводятся на мачте начиная с 1996 года и входят в сеть Fluxnet (*Baldocchi et al. 2001*).

### 2.2 Проверяемая гипотеза

На практике возникает необходимость интерпретации и усвоения метеорологических и микрометеорологических наблюдений на мачтах, установленных в окружении естественного пространственно-неоднородного ландшафта, имеющего уникальную топографию и растительный покров. Нахождение обобщающих закономерностей для таких измерений и введение на основе этих закономерностей аналитических поправок к *ТПМО* затруднено

и не является целью данного исследования. Напротив, мы будем рассматривать результаты пульсационных измерений в конкретном ландшафте, как не подлежащие прямому обобщению. Будет показано, что возможен метод введения определяемой условиями данного ландшафта поправки к виду функций типа (1.49), представляющий практический интерес в тех случаях, когда прямые измерения турбулентных потоков пульсационным методом проводятся эпизодически и не охватывают весь интервал возможных стратификаций.

Основой анализа данных будет предположение, сходное с гипотезой А.М. Обухова о том, что в установившемся турбулентном потоке масштаб турбулентности (или длина пути смешения Прандтля)  $l_t$  зависит исключительно от геометрии области, в которой происходит течение, и не зависит от динамики самого течения (*Обухов 1942*). Следуя этой гипотезе, из конформных преобразований сечения бесконечно протяженной области на полуплоскость Обухов получил турбулентные масштабы длины  $l_t$  и средние скорости (и) в нейтрально-стратифицированных течениях между двумя параллельными пластинами и в трубах квадратного и круглого сечения, согласующиеся с данными измерений.

Предположим, что растительность и рельеф задают уникальную геометрию, определяющую базовый масштаб турбулентности  $l_t^b$  при нейтральной стратификации. Этот масштаб не может быть выражен аналитически, но он задает потоково-градиентное соотношение и вычисляется по данным измерений при  $\xi_b < \xi < \xi_s$ следующим образом:

$$l_t^b = <\frac{u_*}{\kappa \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}}>$$
(2.1)

Здесь  $\xi_b$  и  $\xi_s$  - некоторые малые пороговые значения ( $\xi_b < 0, \xi_s > 0, |\xi_s| \ll 1$ ), ограничивающие область параметров АПС, в которой стратификация не оказывает большого влияния на турбулентность; внешние угловые скобки означают осреднение по всему интервалу [ $\xi_b, \xi_s$ ].

Используя для нормировки введенный масштаб  $l_t^b(z)$  вместо масштабов, определяемых расстоянием от поверхности  $l_t = z$  или  $l_t = z - D$ , которые используются в классической теории логарифмического приземного слоя, будем считать, что эффекты стратификации проявляются универсальным образом, независимо от геометрии области, которая учитывается только через масштаб  $l_t^b(z)$ . Тогда, модифицированный безразмерный градиент скорости в приземном слое над лесом

$$\phi'_{m}(\xi') = \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \frac{\kappa l_{t}^{b}}{u_{*}}, \qquad (2.2)$$

так же, как и безразмерные градиенты  $\phi_m(\zeta)$  и  $\phi_m(\xi)$ , может быть приближен линейной функцией

$$\phi'_m(\xi') \approx 1 + C'_m \xi', \qquad (2.3)$$

с тем же самым значением коэффициента  $C'_m = C_m \approx 5$  в широком диапазоне значений нового параметра устойчивости  $\xi' = l_t^b / \Lambda$ . Заметим, что формулы (1.49) и (2.3) с точки зрения задания масштабов турбулентности могут быть записаны в виде:

$$\frac{1}{l_t} \approx \frac{1}{(z-D)} + \frac{C_m}{L\Lambda}, \quad \frac{1}{l_t} \approx \frac{1}{l_t^b} + \frac{C'_m}{\Lambda}.$$
(2.4)

Члены, связанные с геометрией области и со стратификацией, в выражениях (2.4) представляют собой независимые слагаемые. Наша гипотеза сводится к предположению о том, что величина  $C'_m$  для турбулентных течений над разными типами поверхностей, включая статистически однородную поверхность с малыми элементами шероховатости, не является функцией параметров, определяющих аэродинамические свойства этих поверхностей, и в пределах нижней части устойчивого *АПС* сохраняет постоянное значение.

# 2.3 Коррекция градиента средней скорости ветра вблизи верхней границы АПС.

Еще одним обстоятельством, осложняющим анализ и интерпретацию данных измерений на верхних уровнях, является близость этих уровней к верхней границе  $A\Pi C$ , где локальное масштабирование не является оправданным ввиду наличия крупных вихрей. При этом высота  $A\Pi C$  принимает различные значения при разной стратификации, и зависимость базового масштаба  $l_t^b$  от нее не может быть определена описанным выше способом.

Пусть безразмерный градиент  $\phi_m$  при нейтральной стратификации в АПС любой высоты  $h_{A\Pi C}$  близок к осредненному безразмерному градиенту скорости, вычисленному по совокупности данных измерений с нейтральной стратификацией. Тогда мы можем приблизить базовый масштаб турбулентности (масштаб, обусловленный топографией, растительностью и ограниченностью приземного слоя по высоте) следующей зависимостью:

$$l_t^{nb} \approx l_t^b |\tau|^{1/2} / U_* \tag{2.6}$$

где *U*<sub>\*</sub> - динамическая скорость на высоте ближайшего к поверхности измерительного уровня *z*<sub>1</sub>. Сформируем следующие масштабы длины:

$$l_t^g = \frac{l_t^{nb}}{1 + C_m l_t^b / L}, \qquad l_t^s = \frac{l_t^{nb}}{1 + C_m l_t^{nb} / \Lambda}.$$
 (2.7)

Масштаб  $l_t^g$  связан с потоками на поверхности, включает в себя поправку на влияние топографии и слоя растительности и отвечает за крупные вихри с размерами, сравнимыми с высотой *z*. Масштаб  $l_t^s$  учитывает локальные значения потоков плавучести и импульса, связан с мелкомасштабной сдвиговой турбулентностью, сгенерированной на высоте измерений, и включает также поправку, связанную с уникальной структурой ландшафта. В отсутствие сил плавучести оба масштаба равны масштабу  $l_t^{nb}$ , обеспечивающему безразмерный градиент  $\phi_m$ , близкий к градиенту,

осредненному по выборке данных с нейтральной стратификацией. Как следует из (2.7), в установившемся равновесном устойчивом *АПС* масштабы связаны соотношением  $l_t^s \leq l_t^g$ .

В рамках ТПМО предполагается пренебрежимо малая толщина слоя шероховатостей по сравнению с высотой измерений z и постоянство турбулентных потоков по высоте в приземном слое. В равновесном устойчивом атмосферном пограничном слое толщиной  $h_{A\Pi C} \sim 101 \text{ м} - 102 \text{ м}$  последнее приближение справедливо только у самой поверхности Земли, так как в присутствии силы Кориолиса турбулентные потоки распределены по высоте следующим образом (*Nieuwstadt 1984*):

$$|\tau_n(z)|/U_*^2 \approx (1 - z/h_{A\Pi C})^{3/2}, \quad F_b(z)/F_b|_{z=0} \approx (1 - z/h_{A\Pi C})$$
 (2.8)

Здесь:  $\tau_n(z) = [\overline{w'u'}^2 + \overline{w'v'}^2]^{1/2}$  - нормированный на плотность воздуха вертикальный турбулентный поток импульса;  $F_b(z)$  - поток плавучести, связанный с флуктуациями температуры T' в рассматриваемых условиях (при малой влажности воздуха и вблизи поверхности) следующим образом  $F_b \approx \overline{w'T'}\frac{g}{T_0}$ ;  $T_0$  – средняя температура воздуха.

Учитывая линейный вид потока плавучести (2.8) в таком *АПС* в отсутствие внутренних источников тепла и влаги, распределенных в его толще, можно выписать следующие аппроксимации для введенных масштабов длины:

$$l_t^g \approx \frac{l_t^B |\tau|^{1/2} / U_*}{1 + C_m l_t^B / L}, \qquad l_t^S \approx \frac{l_t^B |\tau|^{1/2} / U_*}{1 + (U_*^2 (1 - \sigma) |\tau|) C_m l_t^B / L'}$$
(2.9)

где  $\sigma = \frac{z-z_1}{h_{A\Pi C}-z_1}$  – безразмерная высота. В этой форме введенные масштабы не содержат явной зависимости от масштаба длины Обухова на удалении от поверхности  $\Lambda(z)$ . Возможно дальнейшее приближение с привлечением степенной зависимости (2.8) модуля потока импульса от высоты:

$$l_t^g \approx \frac{l_t^B (1-\sigma)^{3/4}}{1+C_m l_t^B/L}, \qquad l_t^s \approx \frac{l_t^B (1-\sigma)^{3/4}}{1+(1-\sigma)^{-1/2} C_m l_t^B/L}.$$
 (2.10)

В работе (*Глазунов 2014*) в численных экспериментах с *LES*-моделью было обнаружено, что с хорошей точностью выполняется соотношение:  $l_t \approx ck_t^{-1}$ , где c – некоторая константа, а  $k_t = \int kC_{uw}dk / \int C_{uw}dk$  – средневзвешенное по коспектру  $C_{uw}$  волновое число. Если имеются разномасштабные процессы, вносящие вклад в турбулентный поток импульса, то суммарный турбулентный масштаб  $l_t$  естественно приблизить с помощью интерполяции нескольких масштабов длины с некоторыми весовыми коэффициентами, что является аппроксимацией приведенного выше интеграла.

Воспользуемся этим приемом при получении конечного выражения для масштаба турбулентности:

$$l_t^{mix} = \left(C_1 \frac{1}{l_t^g} + C_2 \frac{1}{l_t^s}\right)^{-1} = \frac{C l_t^g l_t^s}{l_t^g + (C-1)l_t^s}.$$
 (2.11)

В формуле (2.11) оставлена всего одна константа С, так как вблизи поверхности искомый масштаб должен совпасть с масштабом  $l_t^b$ , свойства поверхности, учитывающим только НО не зависящим OT стратификации и высоты АПС. В работе (Глазунов 2014) было определено значение C  $\approx$  5 и показано, что аппроксимация, схожая с формулой (2.11) (за исключением здесь рельефа введенных поправок на влияние И растительности), задает потоково-градиентное соотношение  $\kappa l_t^{mix} \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial z}\right) \approx$  $|\tau|^{1/2}$ воздействиях, при различных внешних поддерживающих квазиравновесную турбулентность в устойчивом АПС.

Далее проверим сформулированные предположения на имеющихся в нашем распоряжении данных измерений на мачте. Если предположения верны, должны быть получены следующие результаты:

$$\phi_m^{\prime\prime} = \frac{\partial \overline{\upsilon}}{\partial z} \frac{\kappa l_t^{mix}}{u_*} \approx 1, \qquad (2.12)$$

$$\phi'_{m}(\xi',\sigma) = \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \frac{\kappa l_{t}^{b}}{u_{*}} = \frac{l_{t}^{b}}{l_{t}^{mix}}.$$
(2.13)

Заметим, что теперь функция  $\phi'_m(\xi')$  уже не является универсальной, а, помимо параметра устойчивости  $\xi' = l_t^b / \Lambda$ , зависит также и от безразмерной высоты  $\sigma = \frac{z-z_1}{h_{A\Pi C}-z_1}$ . В нижней части  $A\Pi C$  эта зависимость слабая - на нижних уровнях градиенты, вычисленные по формулам (2.13) и (2.3), должны совпасть. При больших значениях  $\xi'$ , типичных для верхней части АПС формула (2.13) даст разброс значений градиента  $\phi'_m$  в зависимости от значений  $\sigma$  и его уменьшение по сравнению со значениями, вычисленными по формуле (2.3). Такое поведение безразмерного градиента скорости обычно и наблюдается при локальном масштабировании данных наблюдений (*Grachev et al. 2013*).

### 2.4 Фильтрация и обработка данных

Для нашего анализа был выбран период измерений с 05 ноября 2015 года по 03 марта 2016 года, т.е. время наличия снежного покрова, когда существование устойчивого пограничного слоя наиболее вероятно.

Были использованы данные пульсационных измерений трех компонент скорости ветра и температуры на высотах z = 16.8 м, 23 м, 33.6 м, 67 м и 125 м, полученные с помощью трехкомпонентных ультразвуковых анемометров (Solent Research 1012R2, Gill Instruments Ltd., Lymington, Hampshire, Великобритания). С уровней 67 м и 125 м нами были обработаны первичные данные измерений с частотой 10 Гц. На этих уровнях были рассчитаны средняя скорость ветра и турбулентные потоки с усреднением по 30-ти минутным интервалам. С уровня 23 м были использованы уже рассчитанные статистические характеристики турбулентности, которые находятся в базе SmartSMEAR открытом доступе В ланных (https://avaa.tdata.fi/web/smart/smear/). Из этой же базы данных были взяты значения скорости ветра на уровнях z = 16.8 м и 33.6 м. Из набора полученных характеристик были исключены все данные, относящиеся к неустойчивой стратификации ( $\zeta < 0$ ).

В приведенных ниже оценках высота вытеснения D полагалась равной  $\frac{2}{3}$  высоты растительности в соответствии со значением для хвойного леса, приведенным в работе (*Garatt 1994*).

Для оценки высоты  $h_{A\Pi C}$  устойчивого и нейтрального АПС были задействованы временные интервалы, на которых известны турбулентные характеристики вблизи уровня z = 23 м и хотя бы на одном из уровней z = 67 м или z = 125 м. Оценка высоты АПС выполнялась двумя способами по формулам (2.8) – линейной экстраполяцией потока тепла w'T' (оценка высоты  $A\Pi C h^H_{A\Pi C}$ ) и линейной экстраполяцией значений функции  $|\tau|^{2/3}$  (оценка высоты АПС  $h_{A\Pi C}^{\tau}$ ). Для интервалов, где значения  $\overline{w'T'}$  и  $\tau$  определялись на трех уровнях, искомая прямая находилась методом наименьших квадратов. При значениях коэффициента детерминации R<sub>sq</sub><sup>2</sup> <0.8 данные отбраковывались. Для интервалов, где значения потоков определены только на двух уровнях, прямая проводилась через две точки, при этом данные считались не подлежащими дальнейшему анализу, если оценка высоты превышала значение 2000 м. Также были исключены те случаи, когда абсолютные значения потоков растут с высотой. Итоговое значение высоты АПС определялось как  $h_{A\Pi C} = (h_{A\Pi C}^{H} + h_{A\Pi C}^{\tau})/2$ . При этом, из набора данных дополнительно исключались те случаи, где значения  $h_{A\Pi C}^H$  и  $h_{A\Pi C}^{\tau}$  значительно различаются между собой:  $\left|h_{A\Pi C}^{H} - h_{A\Pi C}^{\tau}\right| > \min(h_{A\Pi C}^{\tau}, h_{A\Pi C}^{H})/2.$ 

Среднее значение высоты  $A\Pi C \ \overline{h_{A\Pi C}^{\tau}}$  при устойчивой стратификации на всем массиве отобранных данных составило около 280 м. На некоторых из 30минутных интервалов оценка высоты  $h_{A\Pi C}$  оказалась ниже верхнего измерительного уровня z = 125 м: такие данные также не анализировались.

Описанная выборка данных была проведена с целью выявления ситуаций, при которых пограничный слой находится в состоянии, близком к

квазиравновесному, подлежащему исследованию с точки зрения теории подобия. Кроме того, в результате этой выборки были автоматически исключены заведомо ложные данные, содержащие нереалистичные значения потоков тепла и импульса, что, по-видимому, связанно с инструментальными ошибками.

Вертикальные градиенты средней скорости ветра вычислялись после аппроксимации профиля на каждом временном промежутке логарифмической кривой  $\overline{U}(z) = a + bln(c + z)$ , где *a*, *b* и *c* - константы, определяемые методом наименьших квадратов. Вертикальный градиент средней горизонтальной скорости ветра для каждого уровня  $z_k$  вычислялся как  $\frac{d\overline{U}}{dz} = \frac{b}{c+z_k}$ . Отметим, что верхний уровень измерений z = 125 м практически всегда находится в верхней части АПС. Для этого уровня следует ожидать уменьшение безразмерных градиентов  $\phi_m(\xi)$  и  $\phi'_m(\xi')$  по сравнению со значениями, заданными универсальными функциями (2.3) и (1.49).

# 2.5 Проверка гипотезы об универсальности влияния стратификации на профиль средней скорости над неоднородным ландшафтом

Безразмерный градиент средней скорости ветра  $\phi_m$  на трех уровнях ( $z_1 = 23 \text{ м}, z_2 = 67 \text{ м}$  и  $z_3 = 125 \text{ м}$ ) в зависимости от параметра устойчивости  $\xi = \frac{z_k - D}{\Lambda}$  изображен на Рис. 2 (а,б,в). Точками нанесены измерения, а сплошные кривые получены методом наименьших квадратов: набору данных на каждой высоте поставлена в соответствие своя линейная зависимость  $f_k(\xi) = a_k + b_k \xi$ . Видно, что значения  $a_k$  и  $b_k$  не универсальны и могут существенно отличаться от ожидаемых значений a = 1 и  $b = C_m = 5$ .



**Рисунок 2** (а, б, в) - безразмерный градиент скорости  $\phi_m$ , в нормировке на стандартный масштаб длины  $\xi = (z - D)/\Lambda$  на разных уровнях. Точки - данные наблюдений; кривые - линейные функции  $f_k(\xi) = a_k + b_k \xi$ , найденные методом наименьших квадратов. (г, д, е) - градиент скорости, нормированный на масштаб длины  $l_t^{mix}$ :  $\phi_m'' = \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial z}\right) \frac{\kappa l_t^{mix}}{u_*}$ . Точки - данные наблюдений. Прямые - средние значения  $\phi_m''$  для данного уровня *z*.

Коэффициент *a<sub>k</sub>* на всех уровнях отличен от единицы. Это указывает на специфику турбулентности над рассматриваемой поверхностью по сравнению с турбулентностью над ландшафтами с малыми элементами шероховатости.

Для первых двух уровней коэффициенты  $b_k$  близки к значению  $C_m = 5$ . Отличия от этого значения не являются значимыми в силу большого разброса данных, неточности определения среднего градиента скорости и ограниченности числа данных в выборке. Полученный результат не противоречит гипотезе, предложенной в разделе 2.2.

Заметим, что для верхнего уровня  $b \approx 3 < 5$ . Это свидетельствует об увеличении масштаба турбулентности по сравнению с масштабом,

определяемым локальными условиями ее генерации и подавления силами плавучести. Наблюдаемый эффект можно объяснить наличием крупных вихрей нелокального происхождения.

Для нахождения эмпирического масштаба  $l_t^b(z)$  (см. формулу (2.1)) были выделены участки нейтральной стратификации со значениями параметра устойчивости  $\xi$ , не превышающими следующие пороговые значения для различных уровней:  $\xi < 10^{-2}$  ( $z = z_1 = 23$  м),  $\xi < 10^{-1.5}$  ( $z = z_2 = 67$  м) и  $\xi < 10^{-1}$  ( $z = z_3 = 125$  м). Было найдено среднее значение  $l_t^b$  для каждого уровня измерений:

Z, M	$l_t = z - D$ , м	$l_t^b$ , м
23	11	14.6
67	55	43.4
125	113	74.9

Эмпирический масштаб  $l_t^b$  существенно отличается от классического масштаба длины  $l_t = z - D$ , традиционно принимаемой в качестве масштаба турбулентности при нейтральной стратификации. При этом вблизи верхушек деревьев (z = 23 м)  $l_t^b$  оказывается больше, чем  $l_t$ , что говорит о наличии относительно крупных вихрей и согласуется с выводами работ (*Cellier and Brunet 1992; Brunet et al. 1994; Finnigan et al. 2009*). Зависимость эмпирического масштаба от высоты *z* представлена на Рис. 3.



**Рисунок 3** - значение базовых масштабов  $l_t$  и  $l_t^b$  для каждого уровня измерений.

Таким образом, рельеф и растительность оказывают существенное воздействие на профиль средней скорости ветра в *АПС*. Это воздействие можно рассматривать как эффект, независимый от влияния стратификации. В первую очередь меняется градиент скорости при условиях, близких к нейтральным. В остальном устойчивый пограничный слой над лесом проявляет свойства, сходные со свойствами *АПС* над однородной поверхностью с малыми элементами шероховатости.

Безразмерный градиент  $\phi'_m$ , вычисленный по данным наблюдений с применением нормировки на эмпирический масштаб длины  $l_t^b$  в зависимости от параметра устойчивости  $\xi' = l_t^b/\Lambda$ , изображен на Рис. 4 а,б,в открытыми кружочками. Линиями изображены функции  $f_k(\xi') = a'_k + b'_k\xi'$ , полученные методом наименьших квадратов. В силу способа построения масштаба  $l_t^b$  коэффициенты  $a'_k \approx 1$ , а коэффициенты  $b'_k$  равны коэффициентам  $b_k$ . Таким образом, на этом рисунке безразмерный градиент средней скорости представлен в виде, совпадающем с видом этой функции над однородной поверхностью с малыми элементами шероховатости (кроме уровня 125 м, где b<sub>k</sub>=3.3). Обратим внимание на большой разброс значений этой функции, особенно заметный для больших значений ξ' и для уровней, находящихся на разброс поверхности. Этот связан удалении от не только с инструментальными погрешностями и нестационарностью АПС, но и с  $\phi'_m$ универсальной зависимости отсутствием единственного от безразмерного параметра  $\xi'$ .



**Рисунок 4** - Безразмерный градиент скорости  $\phi'_m$ , вычисленный с использованием нормировки на эмпирический масштаб длины  $l_t^b$  на разных уровнях. Открытые кружочки - значения  $\phi'_m$  вычислены по данным наблюдений; звездочки - оценка  $\phi'_m$  при помощи масштаба длины  $l_t^{mix}$ ; кривые - линейные функции  $f_k(\xi') = a'_k + b'_k \xi'$ , найденные методом наименьших квадратов по данным наблюдений.

### 2.6 Нормировка на масштаб турбулентности $l_t^{mix}$ .

Обезразмеренные градиенты  $\phi_m''$ , вычисленные по данным измерений с применением нормировки на масштаб  $l_t^{mix}$  (формулы (2.9-2.11)), изображены

на Рис.2 г,д,е. Для всех измерительных уровней значения этой функции лежат в окрестности прямых  $\phi''_m \approx const \approx 1$ . Средние значения  $\phi''_m$  указаны на рисунках прямыми, параллельными оси абсцисс. Отметим, что помимо приведения безразмерного градиента скорости к универсальному виду, описанный способ обезразмеривания уменьшает разброс точек по вертикали, то есть снижает неопределенность вычисления градиента при заданном значении  $\xi'$  за счет учета зависимости от безразмерной высоты  $\sigma$ .

Действие поправки, учитывающей высоту АПС и введенной при помощи предложенного масштаба  $l_t^{mix}$ , можно наглядно продемонстрировать на Рис. 4 б,в, где наряду с безразмерным градиентом скорости  $\phi'_m$ , вычисленным напрямую по данным наблюдений (открытые кружочки), приведена его оценка, выполненная по формуле (2.13) (звездочки). На уровне  $z_1$  (рис. 4 а) эта оценка не приводится, поскольку при  $\sigma = 0$  масштабы связаны соотношением  $l_t^{mix} = l_t^b / (1 + C_m l_t^b / L)$  и поправка не действует. Оценка (2.13) безразмерного градиента  $\phi'_m$  на всех уровнях находится в пределах разброса данных. Видно, что разброс значений этой оценки на верхних  $\phi'_m(\xi')$  . уровнях сравним с разбросом измеренных значений Неуниверсальность функции  $\phi'_m(\xi')$  (или аналогичной ей функции  $\phi_m(z/\Lambda)$ над однородной поверхностью) обусловлена тем, что при равных значениях параметра устойчивости  $\xi'$  измерения могут проводиться как вблизи, так и на удалении от верхней границы АПС. При этом относительный вклад крупных вихрей в суммарный перенос импульса по вертикали может значительно варьироваться, что ведет к изменению вида профиля средней скорости ветра.

### 2.7 Выводы Главы 2.

В Главе 2 изучалось влияние гладкой топографической неоднородности на турбулентные потоки на примере холмистой поверхности, равномерно покрытой лесом. Анализ измерений при нейтральной стратификации показал, что аппроксимация турбулентного масштаба длины линейной зависимостью

высоты с заданной высотой вытеснения является очень грубым от приближением. Предложен и вычислен эмпирический базовый масштаб длины, зависящий от индивидуальных особенностей топографии и типа подстилающей поверхности в месте измерений. Использование этого эмпирического масштаба позволяет ввести коррекцию универсальных устойчиво-стратифицированном без функций В приземном слое ИХ существенной модификации по сравнению с универсальными функциями над однородными поверхностями с малыми элементами шероховатости.

Предположено, что нелокальный перенос импульса крупными вихрями имеет существенное значение в верхней части АПС. На основании этого была предложена и проверена полуэмпирическая параметризация потоковоградиентного соотношения, учитывающая влияние топографии, свойств слоя растительности и высоты АПС. Недостатком такой параметризации является необходимость оценки высоты АПС при вычислении безразмерного градиента скорости и использование результатов предварительного анализа данных пульсационных измерений при нейтральной стратификации для вычисления базового масштаба длины. Для обобщающих профиля нахождения закономерностей для близких по топологии и свойствам растительного покрова поверхностей требуется анализ данных, полученных на разных метеорологических мачтах, что планируется сделать в дальнейшем. Зная распределение эмпирического масштаба длины по поверхности Земли, либо задавая этот масштаб в соответствии с типами поверхностей наряду с параметром шероховатости  $Z_0$ , можно ввести соответствующую коррекцию при вычислении приповерхностных турбулентных потоков в моделях атмосферной циркуляции. Для достижения этой цели требуется проверка похожих способов аппроксимации потоково-градиентных соотношений для скаляров (температуры и влажности воздуха). Кроме того, при вычислении напряжения трения на поверхности необходимо учесть экмановский поворот ветра. Это актуально для параметризации взаимодействия атмосферы и суши

62

при сильной устойчивости, когда высота нижних расчетных уровней моделей общей циркуляции атмосферы значительно превосходит высоту "слоя постоянных потоков" и оказывается сравнимой с толщиной всего АПС. Помимо этого, требуется проверка аналогичного подхода для конвективнонеустойчивого приземного слоя, где универсальные функции безразмерных градиентов имеют нелинейный вид и обоснование идеи замены масштаба *z* на новый эмпирический масштаб длины не так очевидно.

# Глава 3. Особенности атмосферного пограничного слоя над ландшафтом с разрывной топографической неоднородностью

В Главе 3 описаны результаты специализированных натурных экспериментов, выполненных лесных озерах на базе Беломорской биологической станции МГУ (ББС МГУ) в зимний период по данным измерений трех экспериментальных кампаний 2015, 2017 и 2018 годов (*Barskov et al. 2017, Barskov et al. 2019*).

### 3.1 Район и методика измерений

### 3.1.1 Прибрежное озеро (Кисло-сладкое)

Экспериментальные работы продолжительностью 1-2 недели проводились в окрестности ББС МГУ в 2015, 2017 и 2018 гг (*Barskov et al.* 2017; *Repina et al. 2017, Barskov et al. 2019*). Вокруг станции расположены многочисленные небольшие озера, в основном, окруженные лесом (*Краснова и др. 2016*). Первым местом для измерений было выбрано озеро Кисло-сладкое, расположенное на расстоянии 2 км от станции.



Рисунок 5 - Расположение и вид сверху озера Кисло-Сладкое.

64

Озеро расположено на берегу Кандалакшского залива Белого моря в двух километрах к востоку от станции. Размеры озера составляют примерно 200 м на 150 м. Южная сторона озера граничит с продолжительным лесным массивом, западная сторона озера отделена от залива 200-метровой лесной полосой, а северо-восточная сторона 50-метровой лесной полосой. На севере и на востоке озеро соединено с заливом узкими «коридорами» примерно 30 метров шириной. На озере Кисло-сладкое было проведено две серии измерений.

Первый эксперимент был проведен в период с 25.01.2017 по 03.02.2017. В центре озера была установлена 6-метровая мачта с приборами (Рис.6).



**Рисунок 6** - Озеро Кисло-Сладкое. Схема эксперимента 2017 г. (25.01.2017-03.02.2017). В центре озера расположена 6-метровая мачта с приборами на уровнях 2,3,4,5 и 6 метров.

Пульсации температуры и трех компонент скорости ветра измерялись с частотой 20 Гц с помощью трехкомпонентных ультразвуковых анемометров WindMaster HS (Gill Instruments, Великобритания) на высоте 2 метра и WindMaster (Gill Instruments, Великобритания) на уровнях 4 и 6 метров. На уровнях 3 м и 5 м измерялись влажность и температура воздуха с помощью автоматической метеорологической станции Davis Vantage Pro 2 (Davis Instruments, США). Дополнительно на уровне 2 м был установлен газоанализатор LI-7500 (Li-Cor, США), используемый для расчетов потоков влаги (скрытого тепла) и углекислого газа. Также измерялся полный радиационный баланс помощью CMP21 Pyranometer с датчиков (коротковолновая радиация) и CGR3 Pyrgeometer (длинноволновая радиация) (Kipp & Zonen, Голландия). На расстоянии около 10 м от мачты была установлена почвенная станция Davis Instruments, измеряющая температуру снежного покрова на поверхности и на границе снега и льда (на глубине около 10 см). Температура на нижней поверхности льда была принята за 0°С, при измеренной толщине льда 32 см. Измерения на озере сопровождались регистрацией профиля температуры атмосферы высотой от поверхности до 1 км с шагом 50 м (микроволновый профилемер МТР-5 (ATTEX, РФ).

Три уровня (2 м, 4 м и 6 м) измерений трехкомпонентными ультразвуковыми анемометрами позволяют изучить вертикальное распределение турбулентных характеристик. Измерения на уровне 2 метра сопровождаются высокочастотными измерениями концентрации водяного пара, что позволяет дополнительно рассчитать поток скрытого тепла методом ковариации пульсаций. Благодаря двум уровням измерения влажности и температуры метеорологической станцией (в добавление к скоростям) можно оценить потоки тепла, влаги и импульса градиентным методом, что позволяет сравнить результаты, полученные из ТПМО с посчитанными прямым методом. Учет радиационного баланса и измерение температуры снежного покрова на нескольких глубинах позволяет рассчитать поток тепла методом теплового

66

баланса и сравнить полученные тепловые потоки с измеренными потоками тепла в атмосфере.

Второй эксперимент был проведен в период с 26.01.2018 по 07.02.2018. Целью было данного эксперимента изучение пространственного турбулентных распределения характеристик атмосферы. Для ЭТОГО анемометры были выставлены вдоль трех пространственных осей. В центре озера была установлена 5-метровая мачта с приборами с двумя уровнями пульсационных измерений. Пульсации температуры и трех компонент скорости ветра измерялись с частотой 20 Гц с помощью трехкомпонентного WindMaster HS (Gill ультразвукового анемометра Instruments, Великобритания) на уровне 2 метра и WindMaster (Gill Instruments, Великобритания) на уровне 5 метров. Дополнительно пульсации температуры и трех компонент скорости ветра измерялись с частотой 20 Гц с помощью трехкомпонентных ультразвуковых анемометров WindMaster (Gill Instruments, Великобритания) на уровне 2 метра от поверхности земли на расстояниях 30 и 40 метров от мачты в двух точках «2» и «3» во взаимно перпендикулярных направлениях (Рис 7).



**Рисунок 7** - Озеро Кисло-Сладкое. Схема эксперимента 2018 г. Анемометры (красные точки) установлены вдоль координатных осей х, у и z (ось z направлена на читателя перпендикулярно плоскости рисунка в точке 1). В точке 1 установлена 5-метровая мачта с анемометрами на уровнях 2 и 5 метров.

Измерения В «3» на уровне 2 точке Μ сопровождались высокочастотными измерениями концентрации водяного пара с помощью газоанализатора LI-7500 (Li-Cor, США), используемого для расчетов потоков влаги (скрытого тепла). На уровнях 1 м и 4 м на мачте «1» измерялись влажность И температура воздуха с помошью автоматической метеорологической станции Davis Vantage Pro 2 (Davis Instruments, США). Также измерялся полный радиационный баланс с помощью датчиков СМР21 Pyranometer и CGR3 Pyrgeometer (Kipp & Zonen, Голландия) в 10 метрах от мачты. Рядом с местами измерений «1», «2» и «3» были установлены почвенные датчики температуры i-button, измеряющие температуру снежного покрова на поверхности и на границе снега и льда (на глубине около 10 см). Температура на нижней поверхности льда была принята за 0°С, при измеренной толщине льда 28 см. Измерения на озере сопровождались регистрацией профиля температуры атмосферы высотой от поверхности до 1 км с шагом 50 м (микроволновый профилемер МТР-5 (ATTEX, РФ). Такая расстановка приборов позволяет оценить пространственные градиенты от турбулентных характеристик.

### 3.1.2 Озеро, окруженное лесом (Верхнее)

В качестве второй измерительной площадки было выбрано озеро Верхнее, расположенное примерно в 1 км к югу от *ББС МГУ* на небольшой поляне, со всех сторон окруженной лесным массивом.



Рисунок 8 - Расположение и схема озера Верхнее

Размеры лесной поляны составляют примерно 300 м на 150 м, а самого озера примерно 200 м на 130 м. Лесной массив, окружающий поляну с озером, простирается на север на 1 км, на восток на 4 км и на юг на 800 метров до побережья Кандалакшского залива. На западе лес простирается на десятки километров, перемежаясь населенными пунктами и небольшими озерами (ближайшее озеро на западе расположено в двух километрах от Верхнего). Окружающий рельеф холмистый, при этом поляна с озером расположены на вершине холма на высоте 90 м от уровня моря. Измерения проводились в период с 29.01.2015 по 03.02.2015. Схема расположения приборов представлена на Рис 9.



**Рисунок 9** - Озеро Верхнее. Красными точками обозначены трехкомпонентные ультразвуковые анемометры, синими – двухкомпонентные. В точке «Центр1» два уровня измерений 2 м и 5 м. В точке «Север» и «Юг» установлены трехкомпонентные ультразвуковые анемометры на высоте 2 м. В точках «Запад», «Восток» и «Центр 2» установлены ультразвуковые двухкомпонентные анемометры.

В центре озера (Точка «Центр 1» на Рис. 9.) была установлена мачта с двумя уровнями измерений. На уровнях 2 м и 5 м измерялись пульсации трех скорости трехкомпонентными компонент ветра температуры И WindMaster (Gill ультразвуковыми анемометрами Instruments, Великобритания). Точка «Север» расположена в 74 метрах к северо-западу от точки «Центр 1». В этой точке на уровне 2 м также измерялись пульсации трех скорости температуры компонент ветра трехкомпонентными И WindMaster (Gill ультразвуковыми анемометрами Instruments, Великобритания). Точка «Юг» расположена в 116 метрах к юго-востоку от точки «Центр 1». В точке «Юг» на уровне 2 м измерялись пульсации трех компонент скорости ветра и температуры с помощью ультразвукового трехкомпонентного анемометра Metek USA-1 (Metek GmbH, Германия). В 30 метрах к юго-западу от точки «Центр1» и в 55 м к северо-востоку на высоте 2 м были установлены двухкомпонентные ультразвуковые анемометры Gill WindSonic (Gill Instruments, Великобритания).

## 3.1.3 Характеристики приборов

Все приборы, используемые в экспериментах, представлены в таблице с указанием измеряемых величин и точности измерений

Прибор	Величина	Разрешение	Точность
WindMaster HS (Gill Instruments, Великобритания)	Три компоненты скорости ветра u,v,w	0.01 м/с	<1.5%
	Температура t	0.01 °C	
WindMaster (Gill Instruments, Великобритания)	Три компоненты скорости ветра u,v,w	0.01 м/с	<1.5%
	Температура t	0.01 °C	
Davis Vantage Pro 2 (Davis	Влажность ф	1%	3%
Instruments, CIIIA)	Температура t	0.3 °C	
LI-7500 (Li-Cor, CIIIA)	Концентрация H <sub>2</sub> O		2%
CMP21 Pyranometer (Kipp & Zonen, Голландия).	Поток приходящей и отраженной коротковолновой радиации		2%
CGR3 Pyrgeometer (Kipp & Zonen, Голландия).	Поток приходящей и отраженной длинноволновой радиации		2%
Почвенная станция Davis Instruments	Температура почвы t	0.5 °C	
Metek USA-1 (Metek GmbH, Германия)	Три компоненты скорости ветра u,v,w	0.01 м/с	2%
	Температура t	0.1°C	
MTP-5 (ATTEX, РФ)	Профиль температуры	0.9-1.2°C	
#### 3.2 Обработка данных и оценка точности

#### 3.2.1 Применение метода турбулентных пульсаций

Для расчета потоков методом турбулентных пульсаций использовались формулы (1.15-1.17) с применением соответствующих поправок. Все потоки считались с осреднением 30 минут. Предварительная обработка измерений включала в себя удаление пиков, выброс линейного тренда и определение временной задержки между датчиками. Для посчитанных 30-минутных ковариаций применялась спектральная коррекция, WPL-коррекция, поправка на влажность воздуха для акустической температуры.

Неопределенность теплового потока, вычисленного методом ковариации пульсаций, в большей степени определяется случайной ошибкой, связанной со стохастической природой турбулентности (*Wesely and Hart, 1985*), а не инструментальной ошибкой измерений. Оценим дисперсию в вычислении соответствующих ковариаций согласно (*Finkelstean, Sims 2001*)

$$\sigma_{F_c}^2 = \frac{1}{n} \left[ \sum_{p=-m}^m \overline{w'w'}(p) \overline{c'c'}(p) + \sum_{p=-m}^m \overline{w'c'}(p) \overline{c'w'}(p) \right], \tag{3.1}$$

$$\overline{w'w'}(p) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n-p} (w(t_i) - \overline{w}) (w(t_{i+p}) - \overline{w}), \qquad (3.2)$$

где с – соответствующий скаляр,  $F_c$  – поток соответствующего скаляра,  $\sigma_{F_c}$  – среднеквадратичное отклонение потока. В уравнении (3.1) m=200, n=18000. Неопределенность соответствующего потока в физической размерности Вт м<sup>-2</sup> можно оценить по формуле

$$\Delta \tau = \rho_0 \sigma_{F_{U}},\tag{3.3}$$

$$\Delta H = -c_p \rho_0 \sigma_{F_t},\tag{3.4}$$

$$\Delta L_s E = -\rho_0 L \sigma_{F_a}. \tag{3.5}$$

Временной ряд потоков явного тепла на уровне 2 м и соответствующая относительная погрешность для эксперимента 2017 года на озере Кислосладкое представлена на Рис. 10. В большинстве случаев относительная неопределенность составляет 10-30%



**Рисунок 10** - Озеро Кисло-сладкое (2017 год). Временной ряд потоков явного тепла, вычисленный методом ковариации пульсаций (а) и относительная ошибка вычисления потоков (б).

Для эксперимента 2015 года результаты представлены на Рис. 11. Относительная погрешность в большинстве интервалов измерений лежит в пределах 10-30%. Большие значения (более 200%) относительная погрешность принимает на интервалах, в которых потоки близки к нулю, при этом абсолютная неопределенность тепловых потоков составляет единицы Вт/м<sup>2</sup>.



**Рисунок 11** - Озеро Верхнее (2015 год). Временной ряд потоков явного тепла, вычисленный методом ковариации пульсаций (а) и относительная ошибка вычисления потоков (б).

### 3.2.2 Применение градиентного метода

Для расчета турбулентных потоков градиентным использовались формулы (1.39-1.41). Градиентный метод предполагает, что все статистические характеристики температуры, влажности и полей скорости ветра, нормированные на соответствующие масштабы температуры  $T_*$ , влажности  $q_*$ , и скорости ветра  $u_*$ , описываются универсальными функциями от безразмерной высоты  $\xi = z/L$ , где L – масштаб длины Монина-Обухова, а z– высота измерений. В частности, разность осредненных метеорологических величин на двух уровнях  $z_1$  и  $z_2$  описывается соотношениями:

$$U(z_2) - U(z_1) = \frac{u_*}{\kappa} \left( \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \Psi_M\left(\frac{z_2}{L}\right) + \Psi_M\left(\frac{z_1}{L}\right) \right), \tag{3.6}$$

$$T(z_2) - T(z_1) = \frac{T_*}{\kappa} \left( \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \Psi_H\left(\frac{z_2}{L}\right) + \Psi_H\left(\frac{z_1}{L}\right) \right), \tag{3.7}$$

$$q(z_2) - q(z_1) = \frac{q_*}{\kappa} \left( \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - \Psi_q\left(\frac{z_2}{L}\right) + \Psi_q\left(\frac{z_1}{L}\right) \right), \tag{3.8}$$

где  $\kappa$  – постоянная Кармана,  $\Psi_i$  ( $\xi$ ), i=M, H, и q – безразмерные универсальные функции. Для устойчивой стратификации использовались функции (*Beljaars and Holstag*, 1991)

$$-\Psi_M(\xi) = -\Psi_H(\xi) = -\Psi_q(\xi) = a\xi + b\left(\xi - \frac{c}{d}\right)\exp\left(-d\xi\right) + \frac{bc}{d}, \quad (3.9)$$

где a = 0.7, b = 0.75, c = 5, d = 0.35. Для неустойчивой стратификации использовалась форма Бусингера и Даера (*Businger et al. 1971; Dyer 1974*)

$$\Psi_M(\xi) = 2\ln\left[\frac{1+x}{2}\right] + \ln\left[\frac{1+x^2}{2}\right] - 2\arctan(x) + \frac{\pi}{2}, \qquad (3.10)$$

$$\Psi_{H,q}(\xi) = 2\ln\left[\frac{1+y^2}{2}\right],$$
(3.11)

где  $x = (1 - 16\xi)^{1/4}$ ,  $y = (1 - 16\xi)^{1/2}$ . Соответствующие турбулентные потоки вычислялись по формулам:

$$\tau = \rho_0 u_*^2, \tag{3.12}$$

$$H = -c_p \rho_0 u_* T_*, (3.13)$$

$$L_{s}E = -\rho_{0}L_{s}u_{*}q_{*}.$$
 (3.14)

Оценим точность градиентного метода для условий близким к нейтральным (измерения проводились в условиях, близким к нейтральной стратификации):

$$u_* = \frac{\kappa(U(z_2) - U(z_1))}{\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right)}$$
(3.15)

$$\epsilon_{u_{*}} = \frac{\Delta u_{*}}{u_{*}} = \frac{\Delta (U(z_{2}) - U(z_{1}))}{(U(z_{2}) - U(z_{1}))} + \frac{\Delta (\ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right))}{\ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}$$
(3.16)  
$$= \frac{(\Delta U(z_{2}) + \Delta U(z_{1}))}{(U(z_{2}) - U(z_{1}))} + \frac{\left(\frac{\partial \ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}{\partial z_{2}} \Delta z_{2} + \frac{\partial \ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}{\partial z_{1}} \Delta z_{1}\right)}{\ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}$$
$$= \frac{(\Delta U(z_{2}) + \Delta U(z_{1}))}{(U(z_{2}) - U(z_{1}))} + \frac{1}{\ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)} \left(\frac{\Delta z_{2}}{z_{2}} + \frac{\Delta z_{1}}{z_{1}}\right)}{\ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}$$
$$T_{*} = \frac{\kappa (T(z_{2}) - T(z_{1}))}{\ln \left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}$$
(3.17)

$$\epsilon_{T_*} = \frac{\Delta T_*}{T_*} = \frac{\Delta (T(z_2) - T(z_1))}{(T(z_2) - T(z_1))} + \frac{\Delta (\ln \left(\frac{z_2}{z_1}\right))}{\ln \left(\frac{z_2}{z_1}\right)}$$
(3.18)

$$= \frac{\left(\Delta T(z_{2}) + \Delta T(z_{1})\right)}{(T(z_{2}) - T(z_{1}))} + \frac{\left(\frac{\partial \ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}{\partial z_{2}}\Delta z_{2} + \frac{\partial \ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}{\partial z_{1}}\Delta z_{1}\right)}{\ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}$$
$$= \frac{\left(\Delta T(z_{2}) + \Delta T(z_{1})\right)}{(T(z_{2}) - T(z_{1}))} + \frac{1}{\ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}\left(\frac{\Delta z_{2}}{z_{2}} + \frac{\Delta z_{1}}{z_{1}}\right)$$
$$\kappa(q(z_{2}) - q(z_{1})) \qquad (3.19)$$

$$q_* = \frac{\kappa(q(z_2) - q(z_1))}{\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right)}$$
(3.19)

$$\epsilon_{q_*} = \frac{\Delta q_*}{q_*} = \frac{\Delta (q(z_2) - q(z_1))}{(q(z_2) - q(z_1))} + \frac{\Delta (\ln \left(\frac{z_2}{z_1}\right))}{\ln \left(\frac{z_2}{z_1}\right)}$$
(3.20)

$$= \frac{\left(\Delta q(z_{2}) + \Delta q(z_{1})\right)}{(q(z_{2}) - q(z_{1}))} + \frac{\left(\frac{\partial \ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}{\partial z_{2}}\Delta z_{2} + \frac{\partial \ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}{\partial z_{1}}\Delta z_{1}\right)}{\ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}$$
$$= \frac{\left(\Delta q(z_{2}) + \Delta q(z_{1})\right)}{(q(z_{2}) - q(z_{1}))} + \frac{1}{\ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}\left(\frac{\Delta z_{2}}{z_{2}} + \frac{\Delta z_{1}}{z_{1}}\right)$$
$$\tau = \rho_{0}u_{*}^{2}$$
(3.21)

$$\epsilon_{\tau} = \frac{\Delta \tau}{\tau} = 2 \frac{\Delta(u_{*})}{(u_{*})} = 2 \frac{\left(\Delta U(z_{2}) + \Delta U(z_{1})\right)}{(U(z_{2}) - U(z_{1}))} + \frac{2}{\ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)} \left(\frac{\Delta z_{2}}{z_{2}} + \frac{\Delta z_{1}}{z_{1}}\right)$$
(3.22)

$$H = -C_p \rho_0 u_* T_* \tag{3.23}$$

$$\epsilon_{H} = \frac{\Delta H}{H} = \frac{\Delta(u_{*})}{(u_{*})} + \frac{\Delta(T_{*})}{(T_{*})}$$

$$= \frac{\left(\Delta U(z_{2}) + \Delta U(z_{1})\right)}{(U(z_{2}) - U(z_{1}))} + \frac{\left(\Delta T(z_{2}) + \Delta T(z_{1})\right)}{(T(z_{2}) - T(z_{1}))} + \frac{2}{\ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)} \left(\frac{\Delta z_{2}}{z_{2}} + \frac{\Delta z_{1}}{z_{1}}\right)$$

$$L_{s}E = -\rho_{0}L_{s}u_{*}q_{*}.$$
(3.24)
(3.24)
(3.24)
(3.24)

$$\epsilon_{L_{s}E} = \frac{\Delta L_{s}E}{L_{s}E} = \frac{\Delta(u_{*})}{(u_{*})} + \frac{\Delta(q_{*})}{(q_{*})}$$
$$= \frac{\left(\Delta U(z_{2}) + \Delta U(z_{1})\right)}{(U(z_{2}) - U(z_{1}))} + \frac{\left(\Delta q(z_{2}) + \Delta q(z_{1})\right)}{(q(z_{2}) - q(z_{1}))} + \frac{2}{\ln\left(\frac{z_{2}}{z_{1}}\right)}\left(\frac{\Delta z_{2}}{z_{2}} + \frac{\Delta z_{1}}{z_{1}}\right)$$

Погрешность высоты соответствующего уровня  $\Delta z_1$  и  $\Delta z_2$  в большей степени определяется физическими габаритами датчиков (измерения проводятся не в точке, а в некоторой области: для анемометров и метеостанции это 20 см, соответственно погрешность координаты 10 см) и неточностью в измерении высоты крепления датчиков (эта величина порядка 10 см). Так как эти два фактора влияют независимо, оценим погрешность определения высоты как

$$\Delta z_i = \sqrt{10^2 + 10^2} = 14 \,(\text{CM}), \tag{3.26}$$

Неопределенность измеренного значения средних величин  $\Delta U$ ,  $\Delta T$ ,  $\Delta q$  состоит из инструментальных ошибок  $\Delta U_{inst}$ ,  $\Delta T_{inst}$ ,  $\Delta q_{inst}$ , указанных в таблице инструментальных погрешностей, а также из статистической неопределенности среднего значения из-за нестационарности процесса. Вторую часть оценим следующим образом: на каждом интервале осреднения  $t_{ocp}$  (30 или 20 минут) определим линейный тренд и его угловой коэффициент  $k_{тренда}$ . Статистическую неопределенность среднего значения определим как  $\Delta U_{stat} = \frac{t_{ocp}Uk_{трендa}U}{2}$ ,  $\Delta T_{stat} = \frac{t_{ocp}Tk_{трендa}T}{2}$ ,  $\Delta q_{stat} = \frac{t_{ocp}k_{трендa}q}{2}$ .

Общая погрешность измеренного значения средних величин будет равна

$$\Delta U = \sqrt{\Delta U_{inst}^2 + \Delta U_{stat}^2},\tag{3.27}$$

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_{inst}^2 + \Delta T_{stat}^2},$$
(3.28)

$$\Delta q = \sqrt{\Delta q_{inst}^2 + \Delta q_{stat}^2}$$
(3.29)

Отдельно отметим, что статистическую неопределенность средних просто как среднеквадратичное величин нельзя оценить отклонение соответствующей величины на интервале осреднения, так как мы работаем в приближении Рейнольдса, и уже представляем величину как сумму среднего значения и пульсаций. Величина пульсаций, таким образом, не влияет на определение среднего значения. А вот наличие трендов (которое мы учитываем, например, при использовании метода ковариации пульсаций, выбрасывая тренд, и оставляя таким образом только пульсационную часть ряда) влияет на определение среднего значения непосредственно. Поэтому будем считать, что именно наличие трендов на интервалах осреднения вносит основной вклад в ошибку определения среднего значения. Относительная погрешность измерений потоков тепла градиентным методом показана на Рис. 12.



**Рисунок 12** - Озеро Кисло-сладкое (2017 год). Временной ряд относительной погрешности вычисления потоков тепла.

Из-за небольшой разницы температур на двух уровнях, а также невысокой точности измерения температуры на двух уровнях, погрешность определения потоков градиентным методом достаточно высока, относительная погрешность результатов составляет 100-300%. Поэтому в дальнейшем при анализе результатов градиентного метода, будем принимать во внимание тенденцию полученных результатов и порядок величины, не требуя точного совпадения результатов градиентного метода с другими методами.

#### 3.2.3 Применение метода теплового баланса

Для расчета потоков методом теплового баланса использовались данные датчиков CMP21 Pyranometer (коротковолновая радиация) и CGR3 Pyrgeometer (длинноволновая радиация) для вычисления полного радиационного баланса, а также данные почвенной станции Davis Instruments, измеряющая температуру снежного покрова на поверхности и на границе снега и льда (на глубине около 10 см). Температура на нижней поверхности льда была принята за 0°С, при измеренной толщине льда 32 см. Метод вычисления потоков описан в Разделе 1.4.

Точность метода теплового баланса зависит от точности определения потока через почву и точности радиометра. Согласно паспортным данным, точность радиометра составляет 2%. Точность почвенной станции 0.5°С, при характерной разнице температур на двух уровнях снежного покрова 5 градусов, погрешность определения градиента температуры составляет 20%, вносит основной вклад В погрешность определения что потоков. Дополнительную погрешность в методе вносят неточности измерения плотности снега также сильная зависимость теплопроводности и а теплоемкости снега от его консистенции (влияют содержание воды для мокрого снега, удельный объем воздуха в объеме снега, т.е. его пористость и т.д.).

79

# 3.3 Сравнение метода теплового баланса и метода турбулентных пульсаций

Эксперимент 2017 года над озером Кисло-сладкое позволяет вычислить общий тепловой поток явного и скрытого тепла тремя способами: методом ковариации пульсаций на высоте 2 м (измерения пульсаций трех компонент скорости ветра температуры трехкомпонентными ультразвуковыми И анемометрами, а также пульсационные измерения концентрации водяного пара газоанализатором), градиентным методом (измерения скорости ветра, температуры и влажности на нескольких уровнях) и методом теплового баланса (измерения радиационного баланса и профиля температуры снежного покрова). В этом разделе остановимся на сравнении результатов метода ковариации пульсаций и метода теплового баланса. На Рис. 13 представлены временные ряды суммарного теплового потока, полученного двумя методами. Ряды сглажены для минимизации шума (ширина для скользящего среднего равна 6 точек, т.е. около 3 часов).



**Рисунок 13** - Суммарный поток тепла (явного и скрытого) согласно измерениям методом турбулентных пульсаций (ЕС) и балансовым расчетам. Окно осреднения для скользящего среднего составляет 3 часа.

Ряды от двух методов хорошо согласуются между собой. При этом *EC*метод занижает абсолютные значения потоков в сравнении с балансовым методом, в соответствии с ранее опубликованными исследованиями (см. Раздел 1.4.). Наиболее вероятной причиной такого занижения является вторичная рециркуляция, индуцированная на границе лес-озеро, как показано в (*Foken 2008*). Коэффициент корреляции для двух рядов равен 0.6.

Необходимо отметить, что пульсационные измерения дают значения потоков в одной точке измерений на высоте 2 м над центром озера и не репрезентативны для поляны в целом. Аналогично, измерение профиля температуры снежного покрова репрезентативны в одной точке измерений. При этом данные радиационного баланса дают интегральной значение по некоторой площади. Оценим эту площадь. Угол обзора пиргеометра CGR3 равен  $\phi = 150^{\circ}$ , высота расположения датчика z = 2 м. Из геометрических соображений следует, что радиус площади, осредненное значение для которой дает радиационный баланс, равен  $r = z t g \frac{\phi}{2} \approx 7,5$  м. Согласованность двух рядов в условиях сильной неоднородности ландшафта и при различных режимах атмосферной циркуляции над озером (подробнее о структуре АПС над озером будет описано в разделе 3.4) говорит о том, что поверхность способна «подстраиваться» под текущие аэродинамические условия и усваивать весь тепловой поток, принесенный извне. Таким образом, можно предположить, что именно динамика атмосферы определяет теплообмен атмосферы с подстилающей поверхностью, и структура самой поверхности не играет решающей роли. Такое предположение может оказаться полезным при моделировании АПС.

Кроме того, согласованность этих двух методов позволяет опираться на данные по потокам, измеренным в точке методом ковариации пульсаций, как на тепловые потоки, реально проходящие через поверхность и релевантные для некоторой области вокруг места измерений.

# 3.4 О двух механизмах формирования потока явного тепла над неоднородной поверхностью

#### 3.4.1 Два механизма формирования потока явного тепла

Для изучения механизмов, управляющих потоками тепла в поверхностном слое, может быть использовано уравнение баланса потока тепла:

$$\frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial t} = -\underbrace{\overline{w'u'_{k}}}_{II} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_{k}} - \underbrace{\overline{u_{k}}}_{III} \frac{\partial \overline{T'w'}}{\partial x_{k}} - \underbrace{\overline{T'u'_{k}}}_{IV} \frac{\partial \overline{w}}{\partial x_{k}} - \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{V} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{V} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VI} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VI} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VIII} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VII} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VII} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VII} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VII} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'}}{\partial x_{k}}}_{VI} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_{k}w'T'$$

где по индексам производится суммирование. Члены уравнения (3.30) более корректно было бы выразить через потенциальную температуру  $\Theta$ , однако в дальнейшем мы исходим из предположения, что для поверхностного слоя с  $\Theta' \approx T'$ . Левая часть хорошей точностью выполняется приближение уравнения представляет собой скорость изменения потока тепла (I), члены правой части уравнения по порядку: генерация потока тепла градиентом температуры (II), перенос потока тепла средним течением (III), генерация потока тепла сдвигом вертикальной скорости (IV), турбулентный перенос потока тепла (V), диссипация (VI), ковариация пульсаций температуры с вертикальным градиентом пульсаций давления (VII) и генерация потока тепла силами плавучести (VIII). Для оценки вклада турбулентного переноса потока тепла с верхних слоев АПС рассмотрим слагаемое V. Будем считать, что в первом приближении на уровне поверхности земли третий момент равен нулю  $\overline{w'w'T'}|_{z=0} = 0$ . Тогда вертикальную производную в члене V можно аппроксимировать отношением третьего момента на уровне z к высоте данного уровня  $\frac{\partial \overline{w'w'T'}}{\partial z} \approx \frac{\overline{w'w'T'}}{z}$ . Таким образом, возрастание  $\overline{w'w'T'}$  на уровне измерений свидетельствует о возрастании вклада турбулентного переноса в тенденцию потока тепла.



Рисунок 14 - Временные ряды измеряемых величин на озере Кисло-сладкое (2017 год).

На Рис. 14 представлены временные ряды измеренных величин на озере Кисло-Сладкое (2017 год): профиль температуры атмосферы высотой до 1 км, температуры воздуха и поверхности снежного покрова, параметр устойчивости  $\xi = z/L$ , направление и скорость ветра, турбулентные потоки явного тепла, измеренные на трех высотах методом Eddy Covariance ( $H_{EC}$ ), поток явного тепла по *ТПМО* ( $H_{тпмо}$ ) и третий момент  $\overline{w'w'T'}$ . Стратификация на протяжении всего эксперимента близка к нейтральной ( $|\xi| < 0.05$ ) или слабоустойчивая (0.1 < $\xi < 0.5$ ).

Заметим, что во временных рядах потоков тепла можно выделить два принципиально отличающихся сценария. Первый сценарий отмечен зелеными стрелками. В таких случаях градиентный метод согласуется с методом турбулентных пульсаций, хотя и занижает абсолютные значения тепловых потоков (отметим, что неопределенность измеренного потока градиентным методом составляет 100% - 300%, см. п.3.2.2., поэтому нельзя ожидать полного согласия между градиентным методом и методом вихревых пульсаций, однако мы можем выделить участки, где ряды согласуются в пределах погрешности и участки, где значения разных методов различаются на порядки). Направление ветра при этом меняется в пределах  $295^{\circ}$  -  $325^{\circ}$  (т.е. основной ветер идет со стороны северного коридора и свободно проникает с залива на территорию озера) и скорость ветра в приземном слое составляет 5-6 м с<sup>-1</sup>. Вертикальный турбулентный перенос потока тепла  $\overline{w'w'T'}$  относительно мал, и таким образом турбулентные потоки тепла и импульса создаются преимущественно через взаимодействие набегающего потока с поверхностью – процесс, лежащий в основе ТПМО. Озеро в таких случаях ведет себя аналогично однородной и плоской подстилающей поверхности. Заметим также, что в такие моменты поток явного тепла незначительно меняется с высотой, при этом по модулю поток уменьшается с высотой.

На других интервалах (например, 28.01 00:00 и 29.01 00:00), помеченных красными стрелками, наблюдается значительное возрастание измеренных

84

потоков H<sub>EC</sub>, в то время как *ТПМО* предсказывает пренебрежимо малые значения. Заметим также, что в такие моменты поток явного тепла значительно меняется с высотой, при этом по модулю поток увеличивается с высотой.

Следует отметить, что в таких случаях направление ветра лежит в интервале 135° - 225°, т. е. основной поток идет со стороны лесного массива, а скорость ветра в приземном слое мала (менее 2 м  $c^{-1}$ ), что не позволяет ТПМО воспроизвести значительное возрастание потока. Ввиду малости скорости ветра можно ожидать малую роль слагаемых III и IV в уравнении (2.1), связанных со средней скоростью ветра. В то же время турбулентный поток тепла становится намного более чувствителен к скорости ветра, чем предсказывает ТПМО: возрастание скорости ветра с 1 м с<sup>-1</sup> до 2 м с<sup>-1</sup> приводит к возрастанию третьего момента  $\overline{w'w'T'}$  в поверхностном слое, а значение турбулентного потока тепла возрастает по модулю с 40 Вт м<sup>-2</sup> до 120 Вт м<sup>-2</sup> (в то время как потоки, посчитанные по ТПМО возрастают с 1 до 8 Вт м<sup>-2</sup>). Такой результат хорошо согласуется с выводами о том, что потоково-градиентные соотношения нарушаются в течениях, направленных вдоль скачкообразно меняющейся шероховатости (Grachev et al., 2018). В такие периоды наблюдается адвекция теплого воздуха в средней и верхней части пограничного слоя. Можно предположить, ЧТО сочетание высокой турбулизированности потока при вертикальном температурном градиенте на высотах от верхушек деревьев до ~100 м создает отрицательный поток в средней части АПС, соответствуя градиенту температуры ( $\overline{w'^2} \frac{d\bar{T}}{dz} \sim E \frac{d\bar{T}}{dz}$  как часть слагаемого II в уравнении 3.30). В это же время также увеличивается третий момент  $\overline{w'w'T'}$  в поверхностном слое, что позволяет предположить, что возрастание значения потока  $\overline{w'T'}$  на высоте ~100 м переносится вниз турбулентным переносом, что приводит к увеличению наблюдаемого турбулентного потока тепла H<sub>EC</sub> в поверхностном слое.

Аналогичные ряды, но без измерения температуры поверхности для озера Верхнее (2015 год) показаны на Рис. 15. Стратификация на протяжении всего периода измерений близка к нейтральной ( $|\xi| < 0.05$ ) или слабоустойчивая. Направление ветра практически не меняется в течение всего периода измерений. Можно заметить, что в период 02.02 00:00 – 03.02 00:00 реализуется второй сценарий: при адвекции холодного воздуха в средних частях АПС, генерируется положительный тепловой поток (в отличие от случая 2017 года, где наблюдался заток теплого воздуха и генерация отрицательного потока). При этом в центральной точке на уровне 5 м наблюдается возрастание по модулю третьего момента  $\overline{w'w'T'}$ , и увеличение измеренного потока явного тепла.



Рисунок 15 - Временные ряды измеряемых величин на озере Верхнее (2015 год).

#### 3.4.2 Оценка вклада когерентных структур в общий тепловой поток

Согласно данным LES-моделирования над небольшими круглыми или эллиптическими лесными озерами в воздушном потоке образуется вторичная

циркуляция масштаба озера и высоты растительности (Глазунов, Степаненко 2015). Такая вторичная циркуляция приводит к устойчивым восходящим и нисходящим потокам на границе лес-озеро, которые формируют когерентные структуры, приводящие к горизонтальному и вертикальному переносу скаляра (Kenny et al. 2017). Крупные когерентные структуры с восходящими и нисходящими течениями, вносящими существенный вклад в вертикальные потоки, вообще говоря, характерны для конвективных АПС, для которых разработаны статистические методы оценки потоков, образованных такими восходящими и нисходящими течениями. В частности, в бимодальной модели bottom-up-top-down (Zilitinkevich et al. 1999) или в моделях массового потока mass-flux (Abdella and McFarlane, 1997) показано, что турбулентный перенос потока тепла может быть параметризован через тепловой поток с коэффициент коэффициентом пропорциональности, включающим асимметрии S<sub>w</sub> распределения пульсаций вертикальной скорости

$$\overline{w'w'T'} = C_T S_w \left(\overline{w'^2}\right)^{1/2} \overline{w'T'}, \qquad (3.31)$$

где Ст - безразмерная константа.

Применим аналогичное рассуждение для нейтрального АПС при течении в условиях разрывной топографической неоднородности. Пусть при отрыве набегающего потока на границе леса на высоте верхушек деревьев устойчивые образуются крупные вихри, создающие восходящие И нисходящие движения воздуха, которые затем переносятся средним горизонтальным течением. В приближении замороженной турбулентности при таком переносе вихрей средним течением, в точке измерений будут чередоваться временные интервалы восходящих и нисходящих потоков. Пусть  $\alpha$  – доля времени (от всего интервала осреднения), в течение которого точка измерения находится в зоне восходящего потока, соответственно  $(1 - \alpha)$  доля времени, в течение которого точка измерения находится в зоне нисходящего потока. Пусть с<sub>и</sub> – средняя концентрация некоторого скаляра в восходящем потоке, c<sub>d</sub> – в нисходящем. Пусть w<sub>u</sub> – средняя вертикальная

составляющая скорости в восходящем потоке,  $w_d - в$  нисходящем. Будем также предполагать, что кроме крупных восходящих и нисходящих потоков в течении существуют мелкие турбулентные пульсации вертикальной скорости w'' и скаляров с'' локального происхождения. Для таких пульсаций выполняются условия  $\overline{w''} = 0$  и  $\overline{c''} = 0$ . Тогда среднее значение скаляра на временном интервале осреднения будет равно

$$\bar{c} = \alpha \overline{(c_u + c'')} + (1 - \alpha) \overline{(c_d + c'')}$$
  
=  $\alpha (\overline{c_u} + \overline{c''}) + (1 - \alpha) (\overline{c_d} + \overline{c''}) = \alpha c_u + (1 - \alpha) c_d.$  (3.32)

Аналогично, среднее значение вертикальной составляющей скорости равна

$$\overline{w} = \alpha w_u + (1 - \alpha) w_d, \tag{3.33}$$

Для удобства значения соответствующих величин в восходящем и нисходящем течении, а также средние значения на всем интервале приведены в таблице ниже

Доля времени	α	$1-\alpha$
Вертикальная	$w = w_u + w''$	$w = w_d + w''$
составляющая скорости w		
Значение скаляра с	$c = c_u + c''$	$c = c_d + c$ "
Среднее значение	$\overline{w} = \alpha \overline{(w_u + w'')} + (1 - \alpha) \overline{(w_d + w'')}$	
вертикальной	$= \alpha w_u + (1 - \alpha) w_d$	
составляющей скорости		
ветра w на всем интервале		
осреднения		
Среднее значение скаляра	$\overline{c} = \alpha \overline{(c_u + c^{\prime\prime})} + (1 - \alpha) \overline{(c_d + c^{\prime\prime})} = \alpha c_u + (1 - \alpha) c_d$	
<del>С</del> на всем интервале		
осреднения		
Пульсации скорости ветра	$w' = w - \overline{w} =$	$w' = w - \overline{w} =$
w'	$= w_u + w'' - \alpha w_u$	$= w_d + w'' - \alpha w_u$
	$-(1-\alpha)w_d$	$-(1-\alpha)w_d$
	$= w^{\prime\prime} + (1 - \alpha)(w_u - w_d)$	$= w^{\prime\prime} - \alpha(w_u - w_d)$

Пульсации скаляра с'	$c' = c - \overline{c} =$	$c' = c - \overline{c} =$
	$= c_u + c'' - \alpha c_u$	$= c_d + c'' - \alpha c_u$
	$-(1-\alpha)c_d$	$-(1-\alpha)c_d$
	$= c'' + (1 - \alpha)(c_u - c_d)$	$= c'' - \alpha(c_u - c_d)$

Турбулентный поток F<sub>EC</sub> скаляра с, который непосредственно считается методом ковариации пульсаций можно выразить как

$$F_{EC} = \overline{w'c'} = \overline{(w - \overline{w})(c - \overline{c})} =$$

$$= a\overline{(w_u + w'' - \overline{w})(c_u + c'' - \overline{c})} + (1 - \alpha)\overline{(w_d + w'' - \overline{w})(c_d + c'' - \overline{c})} =$$

$$= a\overline{(w'' + (1 - a)(w_u - w_d))(c'' + (1 - a)(c_u - c_d))} + (1 - a)\overline{(w'' - a(w_u - w_d))(c'' - a(c_u - c_d))} = a\left[\overline{w''c''} + \frac{(1 - a)(w_u - w_d)\overline{c''}}{0} + \frac{\overline{w''}(1 - a)(c_u - c_d)}{0} + (1 - a)^2(w_u - w_d)(c_u - c_d)\right]$$

$$c_d + (1 - a)\left[\overline{w''c''} - a(w_u - w_d)\overline{c''} - \frac{\overline{w''a(c_u - c_d)}}{0} + a^2(w_u - w_d)(c_u - c_d)\right] = \overline{w''c''} + \alpha(1 - \alpha)(w_u - w_d)(c_u - c_d).$$
(3.34)

Таким образом измеренный поток состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое  $\overline{w''c''}$  представляет собой турбулентный поток, образуемый мелкими вихрями локального происхождения. Второе слагаемое  $\alpha(1 - \alpha)(w_u - w_d)(c_u - c_d)$  связано с наличием крупных вихрей (в нашем случае связанных с отрывом потока на границе лес-озеро), оно имеет неградиентную природу и не может быть выведено из потоково-градиентных соображений. В таком приближении общий поток является суммой потока, образованного сдвиговой генерацией в приповерхностном слое, который может быть параметризован через потоково-градиентные соотношения (назовем эту составляющую потока  $F_{MOST}$ , индекс MOST – Monin-Obukhov Similarity Theory), а также потоком, осуществляемым крупными вихрями  $F_{CS}$ , индекс CS – coherent structures.

$$F_{EC} = \overline{w'c'} = \underbrace{\overline{w'c''}}_{F_{MOST}} + \underbrace{a(1-a)(w_u - w_d)(c_u - c_d)}_{F_{CS}}$$

Выразим второй момент пульсаций вертикальной скорости,

$$\overline{w'^2} = \overline{w''^2} + a(1-a)(w_u - w_d)^2.$$

Аналогично распишем третий момент (взаимоуничтожающиеся подобные слагаемые выделены одинаковыми цветами):

$$\overline{w'w'c'} = = a\overline{(w_u + w'' - \overline{w})^2(c_u + c'' - \overline{c})} + (1 - a)\overline{(w_d + w'' - \overline{w})^2(c_d + c'' - \overline{c})} = a\overline{(w'' + (1 - a)(w_u - w_d))^2(c'' + (1 - a)(c_u - c_d))} + (1 - a)\overline{(w'' - a(w_u - w_d))^2(c'' - a(c_u - c_d))} = = a\overline{w''w''c''} + 2a(1 - a)(w_u - w_d)\overline{w''c''} + \underline{a(1 - a)^2(w_u - w_d)^2\overline{c''}}_{0} + a(1 - a)(c_u - c_d)\overline{w''^2} + \underline{2a(1 - a)^2(w_u - w_d)(c_u - c_d)\overline{w''}}_{0} (3.35) + a(1 - a)^3(w_u - w_d)^2(c_u - c_d) + (1 - a)\overline{w''w''c''} - (1 - a)2a(w_u - w_d)\overline{w''c''} + (\underline{1 - a)a^2(w_u - w_d)^2\overline{c''}}_{0} - (1 - a)a(c_u - c_d)\overline{w''^2} + \underline{2(1 - a)a^2(w_u - w_d)(c_u - c_d)\overline{w''}}_{0} - a^3(1 - a)(w_u - w_d)^2(c_u - c_d) = \overline{w''w''c''} + a(1 - a)(1 - 2a)(w_u - w_d)^2(c_u - c_d).$$

Слагаемое *w''w''c''* близко к нулю в силу локальности генерируемых пульсаций (по аналогии с третьим моментом над горизонтальной однородной поверхностью). Таким образом, третий момент представляется в виде

$$\overline{w'w'c'} = a(1-a)(1-2a)(w_u - w_d)^2(c_u - c_d).$$

Используя коэффициент асимметрии, запишем

$$S_w \left(\overline{w'^2}\right)^{3/2} = \overline{w'^3} = a(1-a)(1-2a)(w_u - w_d)^3, \tag{3.36}$$

Выразим поток, осуществляемый крупными вихрями

$$F_{CS} = a(1-a)(w_u - w_d)(c_u - c_d) = \frac{\overline{w'w'c'}}{(1-2a)(w_u - w_d)} = \frac{\overline{w'w'c'}}{(1-2a)(w_u - w_d)^2} = \frac{\overline{w'w'c'}}{s_w(\overline{w'^2})^{\frac{3}{2}}} [a(1-a)(w_u - w_d)^2] = \frac{\overline{w'w'c'}}{s_w(\overline{w'^2})^{\frac{3}{2}}} [\overline{w'^2} - \overline{w''^2}] = \frac{\overline{w'w'c'}}{s_w(\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}} = A \frac{\overline{w'w'c'}}{s_w(\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}}.$$
(3.37)

Коэффициент  $A = [1 - \frac{\overline{w'^2}}{\overline{w'^2}}]$  показывает долю крупных вихрей в общем потоке. В предельном случае отсутствия крупных вихрей все пульсации образованы сдвиговой генерацией,  $\overline{w'^2} = \overline{w''^2}$ , A=0. В случае наличия только восходящих и нисходящих потоков  $\overline{w''^2} = 0$ , A=1 аналогично конвективному АПС (Abdella and McFarlane, 1997). В случае турбулентности над ландшафтом с разрывной топографической неоднородностью можно ожидать значение A<1, определяемое топологией конкретного места. Из-за неоднородности ландшафта и сложности структуры лесной растительности вокруг изучаемых пространственное распределение областей, затронутых озер. вихрем вторичной циркуляции на границе лес-озеро, а также восходящим потоком на подветренной границе озера, зависит от направления ветра. Поэтому для одной и той же точки измерений можно ожидать различной асимметрии распределения вероятностей пульсаций в точке измерения. В таком приближении величина третьего момента  $\overline{w'w'T'}$  может указывать на нелокальный турбулентный перенос теплового потока когерентными структурами, возникающими на переходе лес / озеро. Чтобы проверить эту гипотезу, можно сравнить поток явного тепла, вычисленный прямым методом (H<sub>EC</sub>) с тепловым потоком, вызванным крупными вихрями (H<sub>CS</sub>), рассчитанной из формулы (3.37) с использованием посчитанного из данных измерений коэффициента асимметрии S<sub>w</sub> и w', а также третьего момента  $\overline{w'w'T'}$  как

$$H_{CS} = C_p \rho \frac{F_{CS}}{A} = -C_P \rho \frac{\overline{w'w'T'}}{S_w (\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}}$$
(3.38)

где  $C_p$  – удельная теплоемкость воздуха,  $\rho$  – плотность воздуха. Здесь поток считается без учета безразмерной величины A<1, поэтому вычисленное значение H<sub>CS</sub> будет выше реального значения, однако H<sub>CS</sub> будет пропорционально реальному потоку, образующемуся крупными вихрями.

Таким образом, возрастание третьего момента w'w'T' является эффектом проявлением эффекта неоднородности ландшафта, и параметризация теплового потока, вызванного крупными вихрями (H<sub>CS</sub>) позволяет оценить вклад в общий тепловой поток. Этот вклад имеет неградиентную природу и не может быть выведен из потоково-градиентных соображений. Оценка такого вклада по данным наблюдений будет дана в следующем разделе.

# 3.4.3 Применимость ТПМО для расчета потоков тепла над ландшафтом с крупными элементами неоднородности

Согласно описанным двум режимам турбулентных потоков, описанным в п.3.4.1., мы полагаем, что измеренный тепловой поток H<sub>EC</sub> формируется или

когерентными структурами (H<sub>CS</sub>), или приповерхностным градиентом температуры и скорости ветра (H<sub>MOST</sub>).

Распределение  $H_{EC}$  vs  $H_{MOST}$  и  $H_{CS}$  для двух режимов приведено на Рис. 16.



**Рисунок 16** – Озеро Кисло-Сладкое с указанием направлений ветра (а). Диаграмма рассеяния потока тепла, рассчитанного по ТПМО (Н<sub>ТПМО</sub> (цветные точки)) и по формуле (12) (Н<sub>CS</sub> (черные точки)) относительно измеренного потока  $H_{EC}$  в двух режимах турбулентности над озером: основной поток направлен со стороны лесного массива (б) и со стороны северного коридора (в). Цветом обозначен третий момент ( $\overline{w'w'T'}$ ).

Когда основной поток идет со стороны лесного массива (Рис.16б) угловой коэффициент  $H_{TПMO}$  vs  $H_{EC}$  равен 0.04 (цветные точки), т.е. ТПМО не абсолютного значения  $H_{EC}$  сопровождается Возрастание применима. возрастанием третьего момента  $\overline{w'w'T'}$  (цвет точек меняется от синего к красному,  $\overline{w'w'T'}$  возрастает от близких к нулю значений до 0.12), и параметризованный  $H_{CS}$ значительно возрастает поток с угловым коэффициентом 2.86 (черные точки). При этом наблюдается хорошая корреляция измеренных потоков H<sub>EC</sub> и параметризованных H<sub>CS</sub>: коэффициент детерминированности r<sup>2</sup>=0.7. Угловой коэффициент больше 1, как и оговаривалось выше, т.к. величина H<sub>CS</sub> определена с точностью до константы А.

Когда основной поток направлен со стороны северного коридора (Рис. 16 с) градиентный метод значительно лучше воспроизводит измеренные потоки, хотя и занижает их значение: угловой коэффициент между  $H_{T\Pi MO}$  и  $H_{EC}$  в семь раз больше (0.29 по сравнению с 0.04). При этом возрастание потока не сопровождается возрастанием третьего момента  $\overline{w'w'T'}$  (цвет точек остается синим даже при больших потоках, а значение  $\overline{w'w'T'}$  не превышает 0.02), параметризованный поток  $H_{CS}$  существенно хуже согласуется с измеренным потоком: *H<sub>CS</sub>* положительный или близкий к нулю (в интервале значений реальных потоков -50  $< H_{EC} < 0$ , т.е имеющих отрицательные значения). Лишь при больших значениях  $H_{EC}$  наблюдается возрастание  $\overline{w'w'T'}$  и  $H_{CS}$ , но все равно существенно меньшее, чем при первом режиме:  $\overline{w'w'T'} = 0.02$  вместо 0.1 при тех же потоках, а угловой коэффициент  $H_{CS}$  vs  $H_{EC}$  в 1.5 раз меньше (1.91 вместо 2.86). При этом коэффициент детерминированности  $r^2=0.16$ , т.е. параметризованный поток существенно хуже согласуется с измеренным, и вклад когерентных структур в общий поток при таком сценарии пренебрежимо мал.

Как было показано в п.3.3., а также в работе (*Barskov et al.2017*) поток тепла, вычисленный методом турбулентных пульсаций, в натурных измерениях хорошо согласуется с потоками, определяемыми методом теплового баланса на поверхности. Это позволяет интерпретировать данные, полученные методом ковариации пульсаций, как реальные потоки с поверхности. Таким образом, теплообмен между гладкой поверхностью (небольшой поляной или озером), окруженной лесом, и атмосферой может определяться турбулентным переносом потока тепла с верхних слоев пограничного слоя крупными вихрями, образующимися на высоте верхушек

94

деревьев, а не приповерхностным сдвигом ветра и градиентом температуры в поверхностном слое, как предполагает ТПМО.

В эксперименте 2015 года над озером Верхнее направление ветра в период 31.01 12:00 – 03.02 12:00 оставалось неизменным, так что для каждого датчика расстояние до подветренной кромки леса не меняется при различных скоростях ветра. На Рис. 17 представлены зависимости измеренного потока H<sub>EC</sub> прямым методом от параметризованного потока H<sub>CS</sub> образованного крупными вихрями. Хорошо видно, что корреляция наблюдается для верхнего уровня измерений, что косвенно подтверждает предположение о том, что крупные структуры образуются на срыве потока на высоте верхушек деревьев



**Рисунок 17** - Связь турбулентного потока  $H_{EC}$ , измеренного с помощью ковариации пульсаций и потока  $H_{CS}$ , связанного с крупными вихрями, образующимися на верхушках деревьев и параметризованного через третий момент w'w'T'

# **3.5** Пространственное распределение турбулентного потока импульса над неоднородной поверхностью

# 3.5.1 Профиль потока импульса

Эксперимент 2017 года на озере Кисло-Сладкое позволяет изучить вертикальное распределение потоков на трех различных высотах.

Выделим два интервала, соответствующих разным режимам турбулентности над озером, описанным в пп.3.4.1-3.4.3, на которых поток импульса сохраняется постоянным длительное время:

- 27.01 20:45 28.01 03:15. На данном участке дует постоянный ветер 1.5-2 м с<sup>-1</sup> с направлением 180°-190° (т.е. со стороны лесного массива).
- 31.01 02:15 31.01 07:45. На данном участке дует постоянный ветер 4-5 м с<sup>-1</sup> с направлением 320° (т.е. с северного коридора, соединяющего озеро с заливом)

На Рис. 18 показан профиль осредненных потоков импульса на каждом из этих интервалов.



Рисунок 18 – Вертикальное распределение турбулентного потока импульса.

В обоих случаях турбулентный поток импульса увеличивается по модулю с высотой, при этом экстраполяция потока на поверхность дает

значения близкие к нулю, как и показывают результаты *LES*-моделирования (Глазунов и Степаненко 2015).

Этот результат подтверждается и измерениями других лет (Рис. 19). А при скорости ветра, стремящейся к нулю, динамическая скорость не равна нулю даже при устойчивой стратификации.



**Рисунок 19** - Временной ход динамической скорости  $u_*$  по данным измерений 2015, 2017 и 2018 гг. на разных высотах над подстилающей поверхностью и расчетов из потоковоградиентных соотношений (ТПМО).

Построим график зависимости динамической скорости  $u_*$  от скорости набегающего потока U для двух разных режимов (Рис. 20).



Рисунок 20 - Зависимость и, от скорости ветра для разных направлений ветра.

Исходя из ТПМО, зависимость скорости ветра U на данной высоте наблюдений *z* при наличии логарифмического профиля в условиях нейтральной стратификации выглядит как

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right),\tag{3.39}$$

где z<sub>0</sub> – параметр шероховатости. Отсюда

$$u_* = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} U. \tag{3.40}$$

Из углового коэффициента  $u_*(U)$  можно оценить эффективный параметр шероховатости  $z_0$ .

В режиме «поток со стороны северного коридора» (красные точки) эффективный коэффициент шероховатости равен

$$z_0 = 7 \ 10^{-3} \text{ M}, \tag{3.41}$$

т.е. коэффициент шероховатости соответствует обычному снежному покрову. При этом поток импульса формируется непосредственным локальным взаимодействием набегающего потока с подстилающей поверхностью.

В режиме «поток со стороны лесного массива» (синие точки) эффективный коэффициент шероховатости равен

$$z_0 = 1.9$$
 м. (3.42)

Это подтверждает предположение, что обмен импульсом происходит не за счет локального взаимодействия набегающего потока и подстилающей поверхности, а за счет генерации ТКЭ на высоте верхушек деревьев сдвигом скорости и дальнейшему переносу ее вниз (*Глазунов и Степаненко 2015*).

Зависимость динамической скорости ветра от скорости ветра  $u_*(U)$  для эксперимента 2015 года показана на Рис. 21. Эффективный коэффициент шероховатости оказывается достаточно чувствительным к направлению ветра (цвет точек указывает направление ветра): В южной точке для разных направлений (синие и красные точки) наклон  $u_*(U)$  отличается в 5 раз, эффективный параметр шероховатости меняется от значения  $z_0 = 7 \ 10^{-4}$  м до  $z_0 = 0.4$  м.



**Рисунок 21** - Зависимость динамической скорости u<sub>\*</sub> от скорости ветра U при разных направлениях ветра (цветовая палитра). Для разных выделенных направлений ветра угол наклона разный, таким образом воздушные потоки, движущиеся с одинаковыми скоростями турбулизируются по-разному в зависимости от направления потока.

#### 3.6 Выводы к Главе 3

В Главе 3 представлены результаты специализированных натурных экспериментов, выполненных на лесных озерах на базе ББС МГУ в зимний

период. Приведенные результаты посвящены особенностям АПС над ландшафтом с разрывной топографической неоднородностью на примере озер, полностью или частично окруженных лесом.

Были сопоставлены между собой результаты определения турбулентных потоков методом ковариации пульсаций и методом теплового баланса. Показано, что результаты расчетов хорошо согласуются между собой. При этом ЕС-метод занижает абсолютные значения потоков в сравнении с балансовым методом, в соответствии с общей проблемой несходимости баланса тепловой энергии. Согласованность двух рядов в условиях сильной неоднородности ландшафта и при различных режимах атмосферной циркуляции над озером может говорить о том, что поверхность способна относительно быстро «подстраиваться» под текущие аэродинамические условия и усваивать весь тепловой поток, принесенный атмосферной циркуляцией. Таким образом, можно предположить, что именно динамика атмосферы определяет теплообмен атмосферы с подстилающей поверхностью в условиях сильной неоднородности, и структура самой поверхности не играет решающей роли. Для проверки этого предположения в дальнейшем можно провести серию измерений в сходных условиях при различных альбедо поверхности и сравнить результаты прямого метода и метода теплового баланса для различных внешних условий.

Измерения пространственного распределения турбулентных потоков, измеренных методом ковариации пульсаций над зимним озером, частично или полностью окруженным лесом, позволяют предположить, что существует два сценария формирования турбулентного теплового потока в поверхностном слое. Когда ветер дует со стороны лесного массива, турбулентность очень чувствительна к скорости ветра из-за сдвига скорости ветра при срыве потока на высоте верхушек деревьев. В этом случае увеличение скорости ветра приводит к значительному увеличению турбулентной кинетической энергии в центре озера. Если в пограничном слое выше происходит адвекция теплого (или холодного) воздуха, турбулентная диффузия w'w'T' переносит к поверхности отрицательный (или положительный в случае холодного воздуха) тепловой поток. ТПМО не может воспроизвести этот механизм и её результаты не согласуется с измерениями теплового потока методом ковариации пульсаций. В то же время, отношение теплового потока к w'w'T' и коэффициенту асимметрии вертикальной скорости, разработанной для конвективного АПС хорошо коррелирует с потоком ЕС в этом случае, указывая на наличие крупных вихрей с чередующимися восходящими и потоками. Это открывает перспективы для будущего нисходящими совместного анализа потоков, моментов высшего порядка, вероятностных распределений и параметров анизотропии для турбулентных течений в неоднородных ландшафтах.

Когда ветер дует через коридор, соединяющий озеро с гладкой однородной поверхностью, поверхностный поток явного тепла не так сильно связан с процессами на средних и верхних уровнях пограничного слоя и скорее определяется приповерхностной скоростью ветра и температурной разницей между поверхностью и приповерхностный слой атмосферы. Следовательно, поток потока явного тепла  $\overline{w'w'T'}$  становится незначительным, и расчеты на основе MOST хорошо коррелируют с методом ковариации пульсаций.

Наличие эффектов сдвига ветра на высоте верхушек деревьев также было косвенно подтверждено тем, что поток импульса по данным измерений увеличивается по модулю с высотой от поверхности, при этом экстраполированное значение на уровне поверхности земли близко к нулю, что подтверждается результатами LES моделирования.

# Заключение

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы:

1. Проведен анализ экспериментальных методов определения турбулентных потоков в атмосфере над подстилающей поверхностью.

Основными методами определения турбулентных потоков в натурных экспериментах являются: метод турбулентных пульсаций, потоковоградиентный метод, основанный на теории подобия Монина-Обухова, а также метод теплового баланса. Перечисленные методы широко используются в различных исследованиях, однако ни один из методов не является универсальным, кроме того, каждый из них имеет свои границы применимости, что затрудняет интерпретацию натурных измерений. Некоторые предположения, которые лежат в основе методов, могут не выполняться в условиях неоднородного ландшафта, что необходимо учитывать при анализе данных измерений.

- влияние гладкой топографической неоднородности 2. Изучено на турбулентные потоки на примере холмистой поверхности, равномерно покрытой лесом. Предложен и вычислен эмпирический базовый масштаб зависяший ОТ индивидуальных особенностей длины. топографии и типа подстилающей поверхности в месте измерений. Показано, что использование этого эмпирического масштаба позволяет функций устойчивоввести коррекцию универсальных В стратифицированном приземном слое без ИХ существенной модификации по сравнению с универсальными функциями над однородными поверхностями с малыми элементами шероховатости.
- 3. Изучено влияние разрывной топографической неоднородности на турбулентные потоки на примере зимних озер, частично или полностью окруженных лесом. Были сопоставлены между собой результаты определения турбулентных потоков методом ковариации пульсаций и методом теплового баланса. Показано, что результаты расчетов хорошо согласуются между собой даже в условиях сильной неоднородности.
- По данным измерений сделан вывод о том, что существует два сценария формирования турбулентного теплового потока в поверхностном слое над поверхностью с разрывной топографической неоднородностью. При

первом сценарии формирование потока тепла определяется крупными вихрями, образующимися в течении за уступом при срыве набегающего потока на высоте верхушек деревьев. Эти структуры обеспечивают турбулентный перенос потока тепла, связанного с адвекцией теплого или холодного воздуха и генерируемого в средних слоях атмосферного пограничного слоя, а не на поверхности. ТПМО не может воспроизвести этот механизм и её результаты не согласуется с измерениями теплового потока методом ковариации пульсаций. В то же время, поток тепла, формируемый таким образом, может быть параметризован с использованием третьего момента w'w'T' и коэффициента асимметрии S<sub>w</sub>. Полученный таким образом результат хорошо коррелирует с потоком, измеренным методом ковариации пульсаций. Это открывает перспективы для будущего совместного анализа потоков, моментов вероятностных распределений высшего порядка, И параметров анизотропии для турбулентных течений в неоднородных ландшафтах. Второй сценарий характеризуется тем, что поверхностный поток явного тепла не так сильно связан с процессами на средних и верхних уровнях пограничного слоя и скорее определяется приповерхностной скоростью температурной разницей ветра И между поверхностью И приповерхностный слой атмосферы. В таких случаях поток потока явного тепла w'w'T' становится незначительным, и расчеты на основе ТПМО хорошо коррелируют с методом ковариации пульсаций.

5. Наличие эффектов сдвига ветра на высоте верхушек деревьев также было косвенно подтверждено тем, что поток импульса по данным измерений увеличивается по модулю с высотой от поверхности, при этом экстраполированное значение на уровне поверхности земли близко к нулю, что подтверждается результатами LES моделирования.

103

# Благодарности

Автор благодарит своего научного руководителя Репину И.А., а также Степаненко В.М. за помощь в подготовке и написании данной работы, вдохновение, мотивацию и поддержку, ценные советы, идеи, замечания и совместные интеллектуальные поиски. Участников зимних экспедиций Гаврикова А.В, Артамонова А.Ю., Чернышева Р.В. и Гусеву С.П. за помощь в организации и проведении измерений. Глазунова А.В. за ценные идеи и замечания. Маммарелла И. за помощь в обработке и анализе данных. Автор также выражает огромную благодарность членам своей семьи за поддержку, любовь и терпение, без которых данная работа не смогла бы состояться.

# Список трудов автора по теме диссертации

# Опубликованные статьи в реферируемых журналах

- Barskov K., Stepanenko V., Repina I., Artamonov A., Gavrikov A. Two regimes of turbulent fluxes above a frozen small lake surrounded by forest // Boundary-Layer Meteorology. 2019. Vol. 173, no. 3. P. 311–320. DOI: 10.1007/s10546-019-00469-w.
- Глазунов А.В., Мортиков Е.В., Барсков К.В., Каданцев Е.В., Зилитинкевич С.С. Слоистая структура устойчиво стратифицированных турбулентных течений со сдвигом скорости // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55, № 4. С. 13–26. DOI: 10.31857/S0002-351555413-26. (Glazunov A.V., Mortikov E.V., Barskov K.V., Kadantsev E.V., Zilitinkevich S.S. Layered structure of stably stratified turbulent shear flows // Izvestiya - Atmospheric and Oceanic Physics. 2019. Vol. 55, no. 4. P. 312–323. DOI: 10.1134/s0001433819040042)
- Барсков К.В., Глазунов А.В., Репина И.А., Степаненко В.М., Лыкосов В.Н., Маммарелла И. О применимости теории подобия для устойчивостратифицированного атмосферного пограничного слоя над поверхностями сложной структуры // Известия Российской академии наук.

Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54, № 5. С. 544–555. DOI: 10.1134/S0002351518050036. (Barskov K.V., Glazunov A.V., Repina I.A., Stepanenko V.M., Lykossov V.N., Mammarella I. On the Applicability of Similarity Theory for the Stable Atmospheric Boundary Layer over Complex Terrain. Izvestiya - Atmospheric and Ocean Physics. 2018. V.54. №5. P.462-471, doi: 10.1134/S0001433818050031)

# Статьи в сборниках

- Степаненко В.М., Репина И.А., Барсков К.В., Артамонов А.Ю., Богомолов В.Ю., Варенцов М.И., Гавриков А.В., Пашкин А.Д. Исследование структуры атмосферной турбулентности над неоднородным ландшафтом // Турбулентность, динамика атмосферы и климата: сборник трудов. Физматкнига Москва, 2018. С. 81–93.
- Repina I.A., Stepanenko V.M., Artamonov A.Yu, Barskov K.V., Gavrikov A.V., Guseva S.P., Chernyshov R.V. Air-surface interaction over small lake in winter. report series in aerosol science // Proceedings of the 3rd Pan-Eurasian Experiment (PEEX) Conference and the 7th PEEX Meeting / Ed. by H. Lappalainen. Vol. 201 of Report series in Aerosol Science. Helsinki, 2017. P. 421–423.
- Barskov K.V., Chernyshev R.V., Stepanenko V.M., Repina I.A., Artamonov A.Yu, Guseva S.P., Gavrikov A.V. Experimental study of heat and momentum exchange between a forest lake and the atmosphere in winter // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2017. Vol. 96, no. 1. P. 012003. DOI: 10.1088/1755-1315/96/1/012003.

### Тезисы докладов

7. Repina I.A., Stepanenko V.M., Artamonov A. Yu., Barskov K.V., Chernyshev R.V., Gavrikov A.V, Pashkin A.D., Varentsov M.I. Experimental study of the

atmospheric surface layer turbulent structure above inhomogeneous surface // EGU General Assembly Abstracts. Vol. 20 of Geophysical Research Abstracts. EGU, 2018. EGU2018-13278.

- Степаненко В.М., Репина И.А., Барсков К.В., Артамонов А.Ю., Гавриков А.В., Пашкин А.Д., Варенцов М.И., Богомолов В.Ю. Исследование структуры атмосферной турбулентности в неоднородном ландшафте // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Международная конференция, посвященная столетию со дня рождения академика А. М. Обухова. Москва. 16-18 мая 2018 г. Тезисы докладов. Физматкнига Москва, 2018. С. 32–32.
- 9. Барсков К.В., Глазунов А.В., Репина И.А., Степаненко В.М., Лыкосов В.Н., Маммарелла И. О применимости теории подобия для устойчивостратифицированного атмосферного пограничного слоя над поверхностями сложной структуры / К. В. Барсков, А. В. Глазунов, И. А. Репина и др. // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Международная конференция, посвященная столетию со дня рождения академика А.М. Обухова. Москва. 16-18 мая 2018 г. Тезисы докладов. Физматкнига Москва, 2018. — С. 21–21.

# Свидетельство о регистрации базы данных:

Репина И.А., Степаненко В.М., Барсков К.В. База экспериментальных данных о турбулентной структуре атмосферного пограничного слоя при различных фоновых условиях. Номер регистрации 2019620643, дата получения: 18 апреля 2019.

### Список литературы

 Барсков К.В., Глазунов А.В., Репина И.А., Степаненко В.М., Лыкосов В.Н., Маммарелла И. О применимости теории подобия для устойчивостратифицированного атмосферного пограничного слоя над поверхностями сложной структуры // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 5. С. 544– 554.

- Волков Ю.А., Репина И.А. Влияние структуры подстилающей поверхности в полярных районах на энергообмен атмосферы и океана // Поверхностные и внутренние волны в арктических морях: Сб. / Под ред. И.В. Лавренова и Е.Г. Морозова. СПб: Гидрометеоиздат, 2002. Гл. 11. С. 189–206.
- Выгодская Н.Н., Варлагин А.В., Курбатова Ю.А., Ольчев А.В., Панферов О.И., Татаринов Ф.А., Шалухина Н.В. Реакция таежных экосистем на экстремальные погодные условиям и климатические аномалии // Доклады Академии Наук. 2009. №429(6). С. 842–845.
- 4. Глазунов А.В. Численное моделирование турбулентных течений над поверхностью городского типа при нейтральной стратификации // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 2. С. 156-156.
- Глазунов А.В. Численное моделирование устойчиво- стратифицированных турбулентных течений над плоской и городской поверхностями // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. №. 3. С. 271-281.
- Глазунов А.В. Численное моделирование устойчиво-стратифицированных турбулентных течений над поверхностью городского типа. Спектры и масштабы, параметризация профилей температуры и скорости // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 4. С. 406–419.
- Глазунов А.В., Мортиков Е.В., Барсков К.В., Каданцев Е.В., Зилитинкевич С.С. Слоистая структура устойчиво стратифицированных турбулентных течений со сдвигом скорости // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55, № 4. С. 13–26.
- Глазунов А.В., Степаненко В.М. Вихреразрешающее моделирование стратифицированных турбулентных течений над неоднородными ландшафтами // Известия РАН, Физика атмосферы и океана. 2015. Т. 51. № 4. С. 1–13
- 9. Гусев Е. М., Насонова О. Н., Джоган Л. Я. Воспроизведение гидрографов стока р. йечоры на основе модели тепловлагообмена подстилающей поверхности суши с атмосферой SWAP //Водные ресурсы. 2010. Т. 37. №. 2. С. 186-198.
- Копров Б.М., Соколов Д.Ю. Об экспериментальном исследовании изменчивости потока тепла в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11. № 77. С. 743-747
- 11. Краснова Е.Д., Воронов Д.А., Демиденко Н.А., Кокрятская Н.М., Пантюлин А.Н.,
Рогатых Т.А., Самсонов Т.Е., Фролова Н.Л. К инвентаризации реликтовых водоемов, отделяющихся от Белого моря // Комплексные исследования Бабьего моря, полуизолированной беломорской лагуны: геология, гидрология, биота — изменения на фоне трансгрессии берегов (Труды Беломорской биостанции МГУ, т. 12). М., Т-во научных изданий КМК, 2016. С. 211-241.

- Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного обмена в приповерхностном слое // Тр. Института геофизики АН СССР. 1954. No. 24. C. 163-187.
- Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. "Наука", Год: 1 ч. 1965, 2 ч. 1967, Страниц: 1 ч. 640, 2 ч. 720.
- 14. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. СПб.: Гидрометеоиздат, 1992. 639 с.
- Мордухович М.И., Цванг Л.Р. Прямые измерения турбулентных потоков на двух высотах в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1966. Е.2. № 8. С. 786-803.
- Обухов А.М. О распределении масштаба турбулентности в потоках произвольного сечения // Прикладная математика и механика. Институт механики АН СССР. 1942. Т. VI. Вып. 2-3. С. 209-221.
- 17. Обухов А.М. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере // Труды Инта теорет. геофизики АН СССР. 1946. № 1. С. 95-115.
- Обухов А.М., 1960. О структуре температурного поля и поля скоростей в условиях конвекции Изв. АН СССР, сер. Геофиз.: 1392-1396.
- Панин Г.Н., Бернхофер Х. Параметризация турбулентных потоков над неоднородными ландшафтами // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 6. С. 755-772.
- 20. Соловьев Ю.П. Характеристики внутреннего пограничного слоя над морем при ветре с берега, имеющего горный рельеф // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа: Сб. науч. тр. «К 30летию океанографической платформы в Кацивели» / НАН Украины: МГИ, ИГН, ОФ ИнБЮМ. Севастополь, 2010. Вып. 21. С. 74-87.
- 21. Цванг Л.Р. Измерения турбулентных потоков и спектров температурных пульсаций // В сб. «Атмосферная турбулентность», Труды института физики атмосферы. 1962. № 4. С. 137-143.

- Цванг Л.Р. О некоторых задачах дальнейших исследований взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью// в кн. Метеорологические исследования.
   Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью. М., 1987, №28, с.8-12.
- 23. Чаликов Д.В. О профилях ветра и температуры в приземном слое атмосферы при устойчивой стратификации // Тр. ГГО. 1968. Вып. 207. С. 170–173.
- Abdella K and McFarlane N (1997). A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layer. J. Atmos. Sci., 54, 1850–1867.
- 25. Allegrini J., Dorer V., Carmeliet J. Wind tunnel measurements of buoyant flows in street canyons // Building and Environment. 2013. V. 59. P. 315 326.
- 26. Amiro B.D. Drag Coefficients and Turbulence Spectra within Three Boreal Forest Canopies// Boundary-Layer Meteorol. 1990. V. 52. P. 227-246.
- 27. Andreae M.O., Crutzen P.J. Atmospheric aerosols: biogeochemical sources and role in atmospheric chemistry // Science. 1997. V. 276. P. 1052–1058.
- Aubinet, M., Grelle, A., Ibrom, A., Rannik, "U., Moncrieff, J., Foken, T., Kowalski, A. S., Martin, P. H., Berbigier, P., Bernhofer, Ch., Clement, R., Elbers, J., Granier, A., Gru"nwald, T., Morgenstern, K., Pilegaard, K., Rebmann, C., Snijders, W., Valentini, R., Vesala, T.: 2000, 'Estimates of the annual net carbon and water exchange of European forests: the EUROFLUX methodology', Adv. Ecol. Res., 30, 113-175.
- 29. Babic K, Rotach MW. Turbulence kinetic energy budget in the stable boundary layer over a heterogeneous surface. Q J R Meteorol Soc. 2018; 144:1045–1062.
- Babic K., Rotach M.W., Klaic Z.B. Evaluation of local similarity theory in the wintertime nocturnal boundary layer over heterogeneous surface // Agric. Forest Meteorol. 2016a. V. 774. No. 228–229. P. 164–179.
- 31. Baldocchi D., Falge E., Lianhong G., Olson R., Hollinger D., Running S., Anthoni P., Bernhofer Ch., Davis K., Evans R., Fuentes J., Goldstein A., Katul G., Law B., Lee X., Malhi Y., Meyers T., Munger W., Oechel W., Paw U, Pilegaard K., Schmid H.P., Valentini R., Verma S., Vesala T., Wilson K., Wofsy S. FLUXNET: A new tool to study the temporal and spatial variability of ecosystem–scale carbon dioxide, water vapor, and energy flux densities // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2001. V. 82. P. 2415–2434.
- Balsamo G., Salgado R., Dutra E. et al. On the contribution of lakes in predicting near surface temperature in a global weather forecasting model // Tellus A. 2012. V. 64. P. 15829.
- 33. Barskov K.V., Chernyshev R.V., Stepanenko V.M., Repina I.A., Artamonov A.Y., Guseva S.P., Gavrikov A.V. Experimental study of heat and momentum exchange between a forest lake and the atmosphere in winter // IOP Conference Series: Earth and Environmental

Science. 2017. V. 96. No 1. P. 012003.

- Barskov, K., Stepanenko, V., Repina, I., Artamonov, A., & Gavrikov, A. (2019). Two Regimes of Turbulent Fluxes Above a Frozen Small Lake Surrounded by Forest. Boundary-Layer Meteorology, 173(3), 311-320.
- 35. Beljaars A C and Holtslag A A (1991). Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. Journal of Applied Meteorology, 30(3), 327-341
- Belcher S.E., Harman I.N., Finnigan J.J. The Wind in the Willows: Flows in Forest Canopies in Complex Terrain // Ann. Rev. Fluid Mech. 2012. V. 44. P. 479–504.
- Bergström H., Alfredsson H., Arnqvist J., Carlen I., Fransson J., Dellwik E., Ganander H., Mohr M., Segalini A., Söderberg S. Wind Power in Forests. Tech. rep., 2013. URL http://elforsk.se//Raporter/?rid=13\_09
- 38. Boehrer B., Schultze M. Stratification of lakes // Rev.Geophys. 2008. V. 46. № 2. RG2005.
- 39. Bolle, H.-J., et al. 1993. EFEDA: European field experiment in a desertification-threatened area. Annales Geophysicae 11: 173–189.
- Brunet Y., Finnigan J.J., Raupach M. R.A wind tunnel study of air flow in waving wheat: single-point velocity statistics // Boundary-Layer Meteorology. 1994. T. 70. №. 1-2. C. 95-132.
- Burba G. Eddy Covariance Method for Scientific, Industrial, Agricultural and Regulatory Applications: a Field Book on Measuring Ecosystem Gas Exchange and Areal Emission Rates. LI-COR Biosciences, Lincoln, USA, 2017. 331 pp.
- 42. Businger J A, Wyngaard J C, Izumi Y, Bradley E F (1971) Flux profile relationships in the atmospheric surface flow. J.Atmos.Sci., 28(2), 181-189
- Businger JA (1982) Equations and concepts. In: Nieuwstadt FTM and Van Dop H (eds.), Atmospheric turbulence and air pollution modelling: A course held in The Hague, 21–25 September 1981. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, 1–36.
- 44. Canadell J.G., Mooney H.A., Baldocchi D.D., Berry J.A., Ehleringer J.R., Field C.B., Gower S.T., Hollinger D.Y., Hunt J.E., Jackson R.B., Running S.W., Shaver G.R., Steffen W., Trumbore S.E., Valentini R., Bond B.Y. Carbon Metabolism of the Terrestrial Biosphere: A Multitechnique Approach for Improved Understanding // Ecosystems 2000. V. 3. P. 115–130
- Cava D., Giostra U., Siqueira M., Katul G. Organised motion and radiative perturbations in the nocturnal canopy sublayer above an even-aged pine-forest // Bound.-Layer Meteorol. 2004. V. 112. P. 129–157.
- 46. Cellier P., Brunet Y. Flux-gradient relationships above tall plant canopies // Agric. Forest

Meteorol. 1992. V. 58. P. 93–117.

- Chen J.M., Clack T.A., Novak M.D., Adams R.S. A wind tunnel study of turbulent airflow in forest clear cuts // In Wind and Trees. / Eds: Coutts M.P., Grace J. Cambridge Univ. Press, New York: 1995. P. 71–87.
- Coceal O., Belcher S.E. Mean winds through an inhomogeneous urban canopy // Boundary-Layer Meteorol. 2005. V. 115. P. 47–68.
- 49. Condie S.A., Webster I.T. Estimating stratification in shallow water bodies from mean meteorological conditions // J. Hydraul. Eng. 2001. V. 127. № 4. P. 286–292.
- Detto M., Katul G.G., Siqueira M., Juang J.Y., Stoy P. The structure of turbulence near a tall forest edge: The backward-facing step flow analogy revisited // Ecological Applications. 2008. V. 18. No 6. P. 1420-1435.
- Dias-Júnior C.Q., Sá L.D.A., Filho E.P.M., Santana R.A., Mauder M., Manzi A.O. Turbulence regimes in the stable boundary layer above and within the Amazon forest // Agricultural and Forest Meteorology. 2017. V. 233. P. 122–132.
- Dias-Júnior C.Q., Sá L.D.A., Pachêco V.B., de Souza C.M. Coherent structures detected in the unstable atmospheric surface layer above the Amazon forest // J.Wind Eng. Ind. Aerodyn. 2013. V. 115. P. 1–8.
- 53. Downing J.A., Praire Y.T., Cole J.J. et al. The global abundance and size distribution of lakes, ponds, and impoundments // Limnol. Oceanogr. 2006. V. 51. № 5. P. 2388–2397.
- 54. Dutra E., Stepanenko V.M., Balsamo G. et al. An offline study of the impact of lakes on the performance of the ECMWF surface scheme // Boreal Env. Res. 2010. V. 15. № 2. P. 100–112.
- Dyer A J (1974) A review of flux-profile relationships. Boudary-Layer Meteorol., 7, 363-372
- Figueroa-Espinoza B., Salles P. Local Monin–Obukhov similarity in heterogeneous terrain // Atmos. Sci. Lett. 2014. V. 15. No 4. P. 299–306.
- 57. Finkelstein, P. L., and Sims, P. F. (2001), Sampling error in eddy correlation flux measurements, J. Geophys. Res., 106( D4), 3503–3509, doi:10.1029/2000JD900731.
- Finnigan J.J., Shaw R.H., Patton E.G. Turbulence structure above a vegetation canopy // Journal of Fluid Mechanics. 2009. T. 637. C. 387-424.
- Finnigan, J. J., R. Clement, Y. Malhi, R. Leuning, and H. A. Cleugh. 2003. A re-evaluation of long-term flux measurement techniques. Part I: averaging and coordinate rotation. Boundary-Layer Meteorology 107:1–48.
- 60. Foken and Wichura, Tools for quality assessment of surface-based flux measurements,

Agricultural and Forest Meteorology, Volume 78, Issues 1–2, January 1996, Pages 83-105

- Foken T. 50 years of the Monin–Obukhov similarity theory // Boundary-Layer Meteorol.
   2006. V. 119, No 3. P. 431–447.
- 62. Foken T. Micrometeorology, Springer, Heidelberg, 2017. 362 p.
- 63. Foken T. The energy balance closure problem: An overview // Ecological Applications. 2008.V. 18. No 6. P. 1351–1367.
- Foken, T., Oncley S.P. Results of the workshop "Instrumental and methodical problems of land surface flux measurements" // Bulletin of the American Meteorological Society. 1995.
   V. 76. P. 1191-1193.
- Frank J. M., Massman W. J., Ewers B. E. Underestimates of sensible heat flux due to vertical velocity measurement errors in non-orthogonal sonic anemometers //Agricultural and Forest Meteorology. 2013. T. 171. C. 72-81.
- Garratt J.R. Flux-profile relations above tall vegetation // Quart. J. R. Meteorol. 1978. V. 104. P. 199–211.
- 67. Garratt J.R. The atmospheric boundary layer // Earth-Science Reviews. 1994. V. 37. №. 12. P. 89-134.
- Garratt J.R. The Atmospheric Boundary Layer, Cambridge University Press, Cambridge, 1992. 316 p.
- 69. Grachev A.A., Andreas E.L, Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.G. The Critical Richardson Number and Limits of Applicability of Local Similarity Theory in the Stable Boundary Layer // Boundary-Layer Meteorol. 2013. V. 147. № 1. P. 51-82.
- Grachev A.A., Andreas E.L, Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.G. Similarity theory based on the Dougherty-Ozmidov length scale // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 2015. V. 141. No 690A. P. 1845–1856.
- Grachev A.A., Leo L.S., Di Sabatino S., Fernando H.J.S., Pardyjak E.R., Fairall C.W. Structure of turbulence in katabatic flows below and above the wind-speed maximum // Boundary-Layer Meteorol. 2016. V. 159. No 3. P. 469–494.
- Grachev A.A., Leo L.S., Fernando H.J., Fairall C.W., Creegan E., Blomquist B.W., Christman A.J. Hocut C.M. Air–Sea/Land Interaction in the Coastal Zone // Boundary-Layer Meteorology. 2018. V. 167. No 2. P.181-210.
- 73. Guignard F., Mauree D., Kanevski M., Telesca L. Wavelet variance scale-dependence as a dynamics discriminating tool in high-frequency urban wind speed time series // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2019. V. 525. P. 771-777.
- 74. Hari P., Kulmala M. Station for Measuring Ecosystem-Atmosphere Relations (SMEAR II)

// Boreal Environment Research. 2005. V. 10. P. 315–322.

- Heimann M. & Reichstein M. 2008. Terrestrial ecosystem carbon dynamics and climate feedbacks. Nature 451: 289–292.
- Heiskanen J., Rautiainen M., Stenberg P., Mottus M., Vesanto V.H., Korhonen L., Majasalmi T. Seasonal variation in MODIS LAI for a boreal forest area in Finland // Remote Sensing of Environment. 2012. T. 126. C. 104-115.
- Holtslag, A. and Nieuwstadt, F. (1986) Scaling the atmospheric boundary layer. Boundary-Layer Meteorology, 36, 201–209. https://doi.org/10.1007/BF00117468.
- Izumi Y. Kansas 1968 Field Program Data Report. Bedford, MA, Air Force Cambridge Research Papers, No. 379, 1971. 79 p.
- Järvi L., Rannik U., Kokkonen T.V., Kurppa M., Karppinen A., Kouznetsov R.D., Rantala P., Vesala T., Wood C.R. Uncertainty of eddy covariance flux measurements over an urban area based on two towers // Atmospheric Measurement Techniques. 2018. V. 11. P. 5421-5438.
- Johansson C., Smedman A-S., Högström U., Brasseur J.G., Khanna S. Critical test of the validity of Monin–Obukhov similarity during convective conditions // J. Atmos. Sci. 2001. V. 58. No 12. P. 1549–1566.
- 81. Kaimal J.C., Finnigan J.J. Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement. Oxford University Press, Oxford. 1994. 304 p.
- Kaimal J.C., Gairon J.E. Another Look at Sonic Thermometer // Boundary-Layer Meteorology. 1991. V. 56. P. 401–410.
- Kanda, M., A. Inagaki, M. O. Letzel, S. Raasch, and T.Watanabe. 2004. LES study of the energy imbalance problem with eddy covariance fluxes. Boundary-Layer Meteorology 110:381–404.
- Kanemasu, E. T., S. B. Verma, E. A. Smith, L. Y. Fritschen, M. Wesely, R. T. Fild, W. P. Kustas, H. Weaver, Y. B. Steawart, R. Geney, G. N. Panin, and J. B. Moncrieff. 1992. Surface flux measurements in FIFE: an overview. Journal Geophysical Research 97:18.547–518.555.
- Kantha L.H., Clayson C.A. Small Scale Processes in Geophysical Fluid Flows. Academic Press, San Diego, 2000. 883 p.
- Kenny W T, Bohrer G, Morin T H et al. (2017). A Numerical Case Study of the Implications of Secondary Circulations to the Interpretation of Eddy-Covariance Measurements Over Small Lakes. Boundary-Layer Meteorol, V 165, Issue 2, pp 311–332

- Kochendorfer, J., Meyers, T. P., Frank, J. M., Massman, W. J., Heuer, M. W.. Reply to the comment by Mauder on "How well can we measure the vertical wind speed? Implications for fluxes of energy and mass" //Boundary-layer meteorology. 2013. V. 147. №. 2. V. 337-345.
- Kral S.T., Sjöblom A., Nygard T. Observations of summer turbulent surface fluxes in a High Arctic fjord // Q. J. R. Meteorol. Soc. 2014. V. 140. No 679. P. 666–675.
- Kukharets, V. P., & Tsvang, L. R. (1998). Atmospheric turbulence characteristics over a temperature-inhomogeneous land surface. Part I: statistical characteristics of small-scale spatial inhomogeneities of land surface temperature. Boundary-layer meteorology, 86(1), 89-101.
- Lee X. Air motion within and above forest vegetation in non-ideal conditions // Forest Ecol. Manag. 2000. V. 135. P. 3–18, DOI: 10.1016/S0378-1127(00)00294-2.
- 91. Lee X., Massman W., Law B.E. Handbook of micrometeorology: a guide for surface flux measurement and analysis. Springer, Heidelberg, 2004. 250 p.
- 92. Lee, X. (1998). On micrometeorological observations of surface-air exchange over tall vegetation. Agric. For. Meteorol. 91,3949.
- 93. Leuning R. Estimation of scalar source/sink distributions in plant canopies using Lagrangian dispersion analysis: corrections for atmospheric stability and comparison with a multiplayer canopy model // Boundary–Layer Meteorol. 2000. V. 96. P. 293–314.
- Leuning R., van Gorsel E., Massman W.J., Isaac P.R. Reflections on the surface energy imbalance problem // Agric. Forest Meteorol. 2012. V. 156. P. 65-74.
- 95. Liu S., Liu H., Xu M., Leclerc M.Y., Zhu T., Jin C., Hong Z., Li J., Liu H. Turbulence spectra and dissipation rates above and within a forest canopy // Bound.-Layer Meteorol. 2001. V. 98: P. 83-102.
- 96. Mahrt L. Flux sampling errors for aircraft and towers // J. Atmos. and Ocean. Technol. 1998.
  V. 15. P. 416–429.
- Mahrt L. The influence of nonstationarity on the turbulent flux-gradient relationship for stable stratification // Bound.-Layer Meteorol. 2007. V. 125. P. 245–264.
- 98. Mahrt,L., J. Sun, W. Blumen,W., T. Delany, S. Oncley (1998). Nocturnal boundary-layer regimes. Bound.-Layer Meteorol., 88(2), 255-278.
- Malhi Y., Baldocchi D.D., Jarvis P.G. The carbon balance of tropical, temperate and boreal forests // Plant Cell Environ. 1999. V. 22. P. 715–740.
- 100. Mammarella I., Peltola O., Nordbo A., Järvi L and Rannik Ü (2016). Quantifying the uncertainty of eddy covariance fluxes due to the use of different software packages and

combinations of processing steps in two contrasting ecosystems, Atmos. Meas. Tech., 9, 4915-4933

- 101. Markfort C.D., Porté-Agel F., Stefan H.G. Canopy-wake dynamics and wind sheltering effects on Earth surface fluxes // Environmental Fluid Mechanics. 2014. V. 14. No 3. P.663-697.
- 102. Markku Kulmala et al. 2014. CO2-induced terrestrial climate feedback mechanism: From carbon sink to aerosol source and back. Boreal Environment Research 19 (suppl. B): 122–131
- 103. Martilli A., Clappier A., Rotach M.W. An urban surface exchange parameterization for mesoscale models // Boundary-Layer Meteorol. 2002. T. 104. C. 261–304
- 104. Massman W.J., Weil J. An analytical one-dimensional second-order closure model of turbulence statistics and the Lagrangian time scale within and above plant canopies of arbitrary structure // Boundary-Layer Meteorol. 1999. V. 91. P. 81–107.
- 105. Mauree D., Deschamps L., Bequelin P., Loesch P., Scartezzini J.-L. Measurement of the impact of buildings on meteorological variables // Building Simulation Application Proceedings, Bolzano: 2018. P. 273-278.
- 106. Mayer H., Schindler D. Forest meteorological fundamentals of storm damages in forests in connection with the extreme storm "Lothar" // Allg. Forst– und J. Ztg. 2002. V. 173. P. 200– 208.
- 107. Moncrieff J B, Massheder J M et al. A system to measure surface fluxes of momentum, sensible heat, water vapour and carbon dioxide. Journal of Hydrology 188-189 (1997) 589-611
- 108. Nadeau D.F., Pardyjak E.R., Higgins C.W., Parlange M.B. Similarity scaling over a steep alpine slope // Boundary-Layer Meteorol. 2013. V. 147. No 3. P. 401–419.
- 109. Nieuwstadt F.T.M. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. № 14. P. 2202–2216.
- Ohtaki E., Matsui M. Infra-red device for simultaneous measurement of atmospheric carbon dioxide and water vapour // Boundary-Layer Meteorology.1982. V. 24. P. 109–119.
- 111. Oltchev A., Cermak J., Nadezhdina N., Tatarinov F., Tishenko A., Ibrom A., Gravenhorst G. Transpiration of a mixed forest stand: field measurements and simulation using SVAT models // Boreal environment research. 2002. V. 7(4). P. 389-397.
- 112. Oncley et al. The Energy Balance Experiment EBEX-2000. Part I: overview and energy balance. Boundary-Layer Meteorol (2007) 123:1–28

- 113. Panin G. N., Tetzlaff G., Raabe A. Inhomogeneity of the Land Surface and Problems in the Parameterization of Surface Fluxes in Natural Conditions //Theoretical and Applied Climatology. 1998. V. 60. №. 1-4. P. 163-178.
- 114. Paulson C.A. 1970. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. J.Appl.Meteorol., 9: 857-861
- 115. Pöschl U. 2005. Atmospheric aerosols: composition, transformation, climate and health effects. Angew. Chem. Int. Ed. 44: 7520–7540
- 116. Quan L., Hu F. Relationship between turbulent flux and variance in the urban canopy // Meteorol. Atmos. Phys. 2009. V. 104. No 1–2. P. 29–36.
- 117. Quan L., Hu F. Relationship between turbulent flux and variance in the urban canopy // Meteorol. Atmos. Phys. 2009. V. 104. No 1–2. P. 29–36.
- 118. Queck R., Bernhofer C., Bienert A., Schlegel F. The TurbEFA Field Experiment— Measuring the Influence of a Forest Clearing on the Turbulent Wind Field // Boundary-layer meteorol. 2016. V. 160. No 3. P. 397-423.
- 119. Queck R., Bernhofer C., Bienert A., Schlegel F. The TurbEFA Field Experiment— Measuring the Influence of a Forest Clearing on the Turbulent Wind Field // Boundary-layer meteorol. 2016. V. 160. No 3. P. 397-423.
- 120. Rannik U, Vesala T Autoregressive filtering versus linear detrending in estimation of fluxes by the eddy covariance method, Boundary-Layer Meteorology, May 1999, Volume 91, Issue 2, pp 259–280
- 121. Raupach M.R., Finnigan J.J., Brunet Y. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing-layer analogy // Bound-Layer Meteor. 1996. V. 78. P. 351–382.
- 122. Rodrigo J.S., Anderson P.S. Investigation of the stable atmospheric boundary layer at Halley Antarctica // Boundary-Layer Meteorol. 2013. V. 148. No 3. P. 517–539.
- 123. Ross A.N. Boundary-layer flow within and above a forest canopy of variable density // Q. J.R. Meteorol. Soc. 2012. V. 138. P. 1259–1272.
- 124. Roth M. Review of atmospheric turbulence over cities // Quart J Roy Meteor Soc. 2000. V.126. P. 941–990.
- 125. Rouse W.R., Oswald C.J., Binyamin J. et al. The role of northern lakes in a regional energy balance // J. Hydromet. 2005. V. 6. № 3. P. 291–305.
- 126. Sakai, R., D. Fitzjarrald, and K. E. Moore. 2001. Importance of low-frequency contributions to eddy fluxes observed over rough surfaces. Journal Applied Meteorology 40:2178–2192.

- 127. Santiago J.L., Martilli A., Martin F. Cfd simulation of airflow over a regular array of cubes. part i: Three-dimensional simulation of the flow and validation with wind-tunnel measurements // Boundary-Layer Meteorology. 2007. V. 122 (3). P. 609–634.
- 128. Schmid, H. P. 1997. Experimental design for flux measurements: matching scales of observations and fluxes. Agricultural and Forest Meteorology 87:179–200.
- 129. Schotanus, P., et al., 1983. Temperature measurements with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes. Boundary Layer Meteorology. 26, 81-93
- 130. Sorbjan Z. Structure of the atmospheric boundary layer. Prentice-Hall, Englewood Cliffs: NJ, 1989. 317 p.
- 131. Stiperski I., Rotach M.W. On the measurement of turbulence over complex mountainous terrain // Boundary-Layer Meteorol. 2016. V. 159. No 1. P. 97–121.
- 132. Stull R.B. An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Press, Dordrecht, 1988. 666 p.
- 133. Stull R.B. An introduction to boundary-layer meteorology. Kluwer Academic Publishers. Boston: Mass., 1988. 666 p.
- 134. Sun, X.-M., Z.-L. Zhu, X.-F. Wen, G.-F. Yuan, and G.-R. Yu. 2006. The impact of averaging period on eddy fluxes observed at ChinaFLUX sites. Agricultural and Forest Meteorology 137:188–193.
- 135. Suni T.; Rinne J.; Reissell A.; Altimir N. Long-term measurements of surface fluxes above a Scots pine forest in Hyytiala, southern Finland, 1996–2001 // Boreal Environ. Res. 2003. V. 8. P. 287–301.
- 136. Telesca L., Laib M., Guignard F., Mauree D., Kanevski M. Linearity versus non-linearity in high frequency multilevel wind time series measured in urban areas // Chaos Solitons & Fractals. 2019. V. 120. P. 234-244.
- 137. Trevino G., Andreas E.L. Averaging intervals for spectral analysis of nonstacionary turbulence // Boundary-Layer Meteorology. 2000. V. 95. P. 231–247.
- 138. Tsvang L.R., Koprov B.M., Zubkovskij S.L., Dyer A.J., Hicks B.B., Miyake M., Stewart R.W., McDonald J.W. Comparison of Turbulence Measurements by Different Instuments; Tsimlyansk Field Experiment 1970 // Boundary-Layer Meteorol. 1973. V. 3. P. 499–521.
- 139. Tsvang L.R., Zubkovskij S.L., Kader B.A., Kallistratova M.A., Foken T., Gerstmann W., Przandka Z., Pretel J., Zelenry J., Keder J. International Turbulence Comparison Experiment (ITCE-81) // Boundary-Layer Meteorol. 1985. V. 31. P. 325–348.
- 140. Tsvang, L. R., Kukharets, V. P., & Perepelkin, V. G. (1998). Atmospheric turbulence characteristics over a temperature-inhomogeneous land surface. Part II: The effect of small-

scale inhomogeneities of surface temperature on some characteristics of the atmospheric surface layer. Boundary-layer meteorology, 86(1), 103-124.

- 141. Tsvang, L. R., M. M. Fedorov, B. A. Kader, S. L. Zubkovskii, T. Foken, S. H. Richter, and J. Zeleny 1991. Turbulent exchange over a surface with chessboard-type inhomogeneities. Boundary-Layer Meteorology 55:141–160.
- 142. Vickers, D., and L. Mahrt (1997). Quality control and flux sampling problems for tower and aircraft data. J.Atmos.Ocean.Technol. 14(3), 512-526.
- 143. Villani M.G., Schmid H.P., Hutton J.L., Vogel C.S. Turbulence statistics measurements in a northern hardwood forest // Boundary–Layer Meteorol. 2003. V. 108. P. 343–364.
- 144. Wang Q.; Tenhunen J.; Dinh N.Q.; Reichstein M.; Vesala T.; Keronen P. Similarities in ground- and satellite-based NDVI time series and their relationship to physiological activity of a scots pine forest in Finland // Remote Sens. Environ. 2004. V. 93. P. 225–237.
- 145. Webb E K, Pearman G I, Leuning R. Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. Quart. J. R. Met. SOC. (1980), 106, pp. 85-100
- 146. Wesely M.L., Hart R.L. (1985) Variability of Short Term Eddy-Correlation Estimates of Mass Exchange. In: Hutchison B.A., Hicks B.B. (eds) The Forest-Atmosphere Interaction. Springer, Dordrecht
- Wilson J.D. Monin-Obukhov functions for standard deviations of velocity. Boundary-Layer Meteorol. 2008. V. 129. No 3. P. 353–369.
- 148. Wood C.R., Lacser A., Barlow J.F., Padhra A., Belcher S.E., Nemitz E., Helfter C., Famulari D., Grimmond C.S.B. Turbulent flow at 190 m height above London during 2006–2008: 952 A climatology and the applicability of similarity theory // Boundary-Layer Meteorol. 2010. V. 137. No. 1. P.77–96.
- 149. Wyngaard J.C. Turbulence in the atmosphere. New York: Cambridge University Press, 2010.393 p
- 150. Zhao Z., Gao Z., Li D., Bi X., Liu C., Liao F. Scalar flux–gradient relationships under unstable conditions over water in coastal regions // Boundary-Layer Meteorol. 2013. V. 148. No 3. P. 495–516.
- 151. Zilitinkevich S, Gryanik V M, Lykossov V N and Mironov D V (1999). Third-Order Transport and Nonlocal Turbulence Closures for Convective Boundary Layers. J. Atmos. Sci., 56, 3463–3477