

УДК 535.526:
551.481

Е. П. Анисимова
А. А. Сперанская

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ПОТОКАХ

На примере подледного течения озера Байкал показано, что вблизи больших градиентов плотности формируется пограничный слой, турбулентная структура которого подобна структуре пограничного слоя на гладкой твердой стенке. Для обоих типов пограничных слоев характерно наличие логарифмических участков на профилях средней скорости. Наблюдающиеся в подледном слое озера отклонения измеренных профилей основных турбулентных характеристик от закономерностей плоского напорного потока можно объяснить, учтя влияние динамической устойчивости на турбулентные характеристики водных масс.

Одной из основных причин, обуславливающих анизотропию природной турбулентности, является наличие пограничных слоев, возникающих не только на границах потоков, но и в самой их толще на скачках плотности. В результате натуральных исследований последних лет обнаружено существование так называемой «тонкой» структуры океана. Водные массы океана неоднородны, они как бы разбиты на тонкие горизонтальные слои, которые легко обнаруживаются по характерным для них значительным градиентам гидрофизических параметров. Толщины наблюдаемых слоев колеблются от десятков метров до метров и могут быть еще меньше [1]. Обнаруженная слоистая структура океана оказалась устойчивой, что свидетельствует о низкой интенсивности турбулентности, не способной разрушить слой. Новые данные заставляют пересмотреть уже устоявшиеся представления об океанической турбулентности. И здесь особый интерес представляет исследование роли пограничных слоев в формировании турбулентного движения.

Наряду с исследованиями «тонкой» структуры, проводимыми непосредственно в океане, мы считаем необходимым изучение турбулентного режима отдельно выделенной ячейки «тонкой» структуры на модели. В качестве такой модели можно рассматривать подледные течения. Такой выбор базируется на анализе материалов многочисленных профильных измерений средней скорости и температуры пресных водоемов, покрытых льдом.

В предлагаемой работе обсуждаются результаты исследования статистических характеристик полей скорости и температуры в малопроточных пресных водоемах, поверхность которых покрыта льдом. Измерения проводились на озере Байкал и на Учинском водохранилище. В статье представлены результаты, полученные на озере Байкал в районе Бухты Лиственничная, где берет начало р. Ангара, подсосом которой и определяется поле скорости в этом районе. Измерения средних величин и пульсаций температуры и скорости течения проводились со льда озера в 14-ти точках бухты. Датчики измерительной аппаратуры укреплялись на конце металлической штанги, которая уравнивалась в воде в горизонтальном положении с помощью передвижного груза, и ориентировалась по потоку. Такая методика установки датчиков позволила проводить измерения под ненарушенным ледяным покровом на расстоянии 1,5 м от края лунки в точке, где не сказывалось влияние лунки на режим потока.

Измерения средней скорости течения $\langle u \rangle$ см/с и средней температуры воды $\langle \theta \rangle$ °С проводились посредством полупроводникового термосопротивления ММТ-1 с косвенным подогревом [2]. Для записи пульсаций скорости течения использовался термогидрометр с V-образной проволочной насадкой, что позволило проводить синхронную регистрацию продольной u' и вертикальной w' составляющих пульсаций скорости [3, 4]. Ток питания термогидрометра подбирался таким обра-

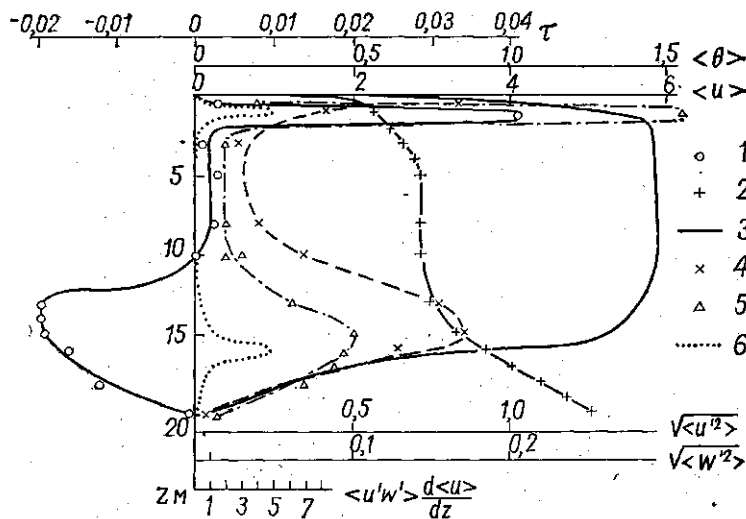


Рис. 1. Распределение по вертикали термодинамических характеристик Байкала: 1 — $\tau_{турб} = -\rho \langle u'w' \rangle$, 2 — $\langle \theta \rangle$ °С, 3 — $\langle u \rangle$ см/с, 4 — $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ см/с, 5 — $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ см/с, 6 — $\langle u'w' \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dz} \cdot 10^4$

зом, чтобы его градуировочная кривая в диапазоне скоростей от 0 до 10 см/с была близка к линейной. Чувствительность термогидрометра составляла 0,02 см/с на деление выходного прибора. Постоянная времени датчика термогидрометра не превышала 0,01 с. Шлейфовый осциллограф позволял записывать пульсации скорости в диапазоне частот до 20 Гц. Время отдельных записей пульсаций скорости потока колебалось от 15 до 30 мин. На БЭСМ-4 были рассчитаны потоки количества движения $\tau_{турб} = -\rho \langle u'w' \rangle$, дисперсии продольного и вертикального компонентов пульсаций скорости ($\langle u'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$).

На рис. 1 приведен пример распределения по вертикали ряда термодинамических характеристик водных масс зимнего Байкала. Измерения были выполнены в апреле месяце. Течение здесь локализуется в верхнем 20-метровом слое. Скорость потока не превышает 6 см/с. Подледный режим озера характеризуется наличием двух слоев скачка плотности, обусловленных вертикальным ходом температуры. Первый слой скачка расположен непосредственно под ледяным покровом, а второй — на глубине 15—16 м. Слои со значительными градиентами температуры и скорости в нижней половине потока совпадают, а в верхней — большие градиенты скорости локализованы в более узком слое и расположены ближе к ледяному покрову, нежели заметные градиенты температуры. Между слоями скачков плотности наблюдается слой малых градиентов скорости и температуры. Измерения показали, что распределение средней скорости и средней температуры в рассматриваемом случае является стационарным, что делает возможным исследование локальной турбулентности, определяемой свойствами данного слоя. Представленное на рис. 1 вертикальное распределение скорости течения и температуры, а следовательно, и плотности воды позволяет

рассматривать подледный слой в исследованном районе в качестве модели элемента «тонкой» структуры водных масс, хотя механизмы возникновения слоистой структуры в океане и специфического распределения температуры и скорости течения подо льдом замерзающих водоемов могут быть различны.

Вид профиля средней скорости в подледном слое позволяет предположительно рассматривать подледное течение как плоский напорный поток, формирующийся под влиянием постоянного градиента давления, обусловленного в свою очередь постоянным же подсосом Ангары. Причем верхняя граница потока совпадает с нижней поверхностью льда, а нижняя граница формируется на слое больших градиентов температуры, т. е. на слое значительной плотностной устойчивости водных масс.

Как известно, структура потока в пристенной области определяется соотношением вязких и инерционных сил. Непосредственно у границ потока главную роль играют линейные вязкие силы. Распределение скорости здесь имеет линейный вид [5]: $u^+ = z^+$, где $u^+ = \frac{u}{u_*}$,

$z^+ = \frac{zu_*}{\nu}$, u — динамическая скорость, z — координата, перпенди-

кулярная к стенке, ν — кинематическая вязкость. Вдали от границ, где роль вязких сил мала и характер течения в основном определяется инерционными нелинейными силами, распределение скорости можно получить методом размерностей [6] $u^+ = A \ln z^+ + B$.

Постоянные A и B находят по экспериментальным данным. Приближенные границы вязкого подслоя и логарифмической области определяются также на основе данных фактических измерений. Для нестратифицированных по плотности жидкостей в качестве верхней границы вязкого подслоя обычно берется значение $z^+ = 5$, а для нижней границы логарифмической области $z^+ = 30$ [5]. Между этими двумя областями находится промежуточная зона, которую иногда называют «буферным» подслоем. Для этой зоны существенны как вязкие, так и инерционные силы, что затрудняет расчет распределения скорости в ней.

Анализировать профиль средней скорости удобнее, представив последний в универсальных координатах, для чего необходимо определить динамическую скорость потока. Причем динамическая скорость для верхней и нижней половин потока в нашем случае может быть различной, так как различна природа верхней и нижней границ течения. В экспериментальных работах динамическую скорость обычно определяют либо по профилю средней скорости, либо по измеренному градиенту статического давления. Последний способ определения динамической скорости не представляется пригодным для малопроточных водоемов, покрытых льдом. Расчет же величины u_* по профилю средней скорости в логарифмическом участке или в вязком подслое для природных потоков рассматриваемого типа связан с большими погрешностями. Поэтому для определения u_* использовался метод сечений, изложенный в работе [7]. Метод базируется на предположении о справедливости логарифмического закона распределения средней скорости для определенного участка пограничного слоя на твердой стенке:

$$\frac{z(u)}{\nu} = e^{-B/A} u^+ \exp\left(\frac{u^+}{A}\right). \quad (1)$$

В качестве констант A и B были выбраны величины, найденные Клаузером [8] при обработке большого экспериментального материала, относящегося к пограничному слою на плоской пластине, а именно: $A = 2,44$, $B = 4,9$. Коэффициенты Клаузера были выбраны в силу того, что величина u_* , определенная методом сечений при $A = 2,44$ и $B = 4,9$, лучше всего согласовалась со значением $u_* = \sqrt{\langle u'w' \rangle}$, определенным через пульсации скорости на горизонтах, для которых выполнялся ло-

гарифмический закон $u^+ = A \ln z^+ + B$. Необходимо отметить, что динамическая устойчивость на этих горизонтах была незначительной ($Ri < 2$), так как здесь при заметных градиентах скорости градиенты плотности малы. Кроме того, непосредственно после проведения измерений характеристик подледного течения вблизи от точки измерений был выпилен и перевернут кусок ледового покрова озера. При этом оказалось, что нижняя поверхность льда зеркально гладкая. Это также послужило подтверждением правильности выбора коэффициентов A и B .

Динамическая скорость, определенная методом сечений, для верхней половины подледного течения равна 0,24 см/с, а для нижней — 0,21 см/с.

На рис. 2 в универсальных координатах изображено распределение средней скорости для верхней и нижней частей потока. Для подледного пограничного слоя координата z направлена вниз от ледяного покрова, для пограничного слоя на скачке плотности координата z направлена вертикально вверх. За нижнюю границу потока принята глубина в 20 м, где скорость течения не превышает 0,1 см/с. Из рис. 2 видно, что на некотором расстоянии от льда наблюдается слой течения, удовлетворяющий логарифмическому закону. Ближе к льду расположен переходный участок течения. Особенностью представленного профиля является сильно растянутая по глубине область переходного слоя. На том же рисунке приведен профиль средней скорости для нижней половины потока. Здесь также наблюдается участок течения, для которого распределение средней скорости подчиняется логарифмическому закону: $u^+ = A \ln z^+ + B$. Однако логарифмический участок скорости в нижнем пограничном слое потока расположен на еще большем расстоянии от границы течения, т. е. от глубины 20 м. Совпадение коэффициентов A и B для логарифмических участков верхнего и нижнего пограничных слоев течения, возможно, объясняется значительной симметрией потока в его центральной части.

Таким образом, особенностью профилей средней скорости, формирующихся на нижней поверхности льда в условиях устойчивой плотностной стратификации и особенно на скачке плотности, является сильно растянутая переходная область течения, область неразвитой турбулентности.

Синхронные измерения составляющих пульсаций скорости позволили на ряде горизонтов рассчитать величину турбулентного трения $\tau_{\text{турб}} = -\rho \langle u'w' \rangle$. Результаты расчета $\tau_{\text{турб}}$ приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что знак непосредственно измеренной величины турбулентного трения совпадает со знаком градиента средней скорости. На глубине 10 м $\tau_{\text{турб}}$ переходит через ноль и меняет знак. Максимальные абсолютные значения турбулентного трения наблюдаются как у твердой стенки, так и вблизи больших градиентов плотности. В непосредственной же близости от границ потока $\tau_{\text{турб}}$ убывает по абсолютной величине, стремясь к нулю. Дискретность в определении пульсационных составляющих скорости течения по вертикали потока не позволяет точно определить положение максимума $\tau_{\text{турб}}$ вблизи льда. Однако данные, приведенные на рисунках 1 и 2, свидетельствуют, что $\tau_{\text{турб}}$ достигает максимального значения вблизи логарифмического участка профиля средней скорости.

На рис. 1 приведено также распределение по вертикали интенсивностей продольной $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ и вертикальной $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ составляющих пульсаций скорости. В нижней половине потока вблизи логарифмического участка профиля средней скорости величины $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ и $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ имеют хорошо выраженный максимум на той же глубине, что и максимум

$\tau_{\text{турб}}$. В верхней половине потока $V\langle w'^2 \rangle$ достигает максимума также одновременно с $\tau_{\text{турб}}$. Причем максимумы $V\langle w'^2 \rangle$ и $-\rho\langle u'w' \rangle$ здесь обладают большими абсолютными значениями и локализованы в более узком слое, нежели это имеет место у нижней границы потока. Максимальное значение интенсивности продольной составляющей пульсаций скорости $V\langle u'^2 \rangle$ у верхней границы не было получено. Величина $V\langle u'^2 \rangle$ монотонно растет по направлению ко льду. Следовательно, в рассматриваемом случае максимум $V\langle u'^2 \rangle$ расположен значительно ближе ко льду, чем максимум $V\langle w'^2 \rangle$.

Измерения средней величины и пульсаций скорости течения позволили также определить величину производства турбулентной энергии

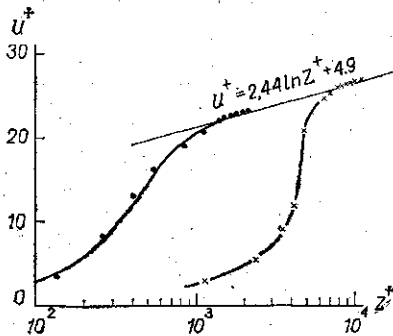


Рис. 2. Распределение средней скорости для верхней и нижней частей потока

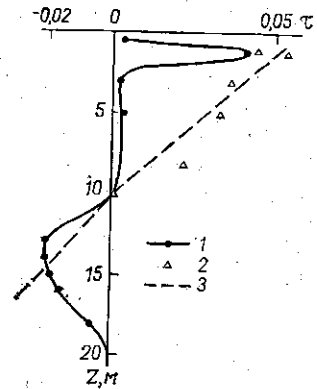


Рис. 3. Профиль турбулентного трения по синхронным записям пульсаций скорости: 1 — $\tau = -\rho\langle u'w' \rangle$, 2 — $\tau = \sqrt{1+0,4Ri,3} - \tau_0(1-z/H)$, 3 — $\tau_0 = \rho u^2$

на единицу объема $-\rho\langle u'w' \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dz}$ в различных участках течения. Результаты расчета представлены на рис. 1. Как видно из рисунка, величина $-\rho\langle u'w' \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dz}$ имеет острые максимумы, расположенные вблизи логарифмических участков верхнего и нижнего пограничных слоев течения. Полученный результат не является неожиданным, поскольку зона интенсивной генерации турбулентной энергии в пограничном слое на твердой стенке была зафиксирована в эксперименте Р. С. Клебановым [9]. Причем оказалось, что максимум величины $\langle u'w' \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dz}$ находится на границе логарифмического и «буферного» участков пограничного слоя. Максимум плотности производства турбулентной энергии вблизи логарифмического участка профиля средней скорости был получен также Е. М. Хабахпашевой и Б. В. Перепелицей [10], в экспериментах которых слой наиболее интенсивной генерации турбулентной энергии совпадал со слоем максимальной интенсивности продольных пульсаций скорости. В наших измерениях такое совпадение положения максимумов величин $\langle u'w' \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dz}$ и $V\langle u'^2 \rangle$ наблюдается только для нижней половины потока. В верхней же половине потока положения максимумов этих величин не совпадают.

Анализ приведенного материала наблюдений говорит о качественном подобии турбулентной структуры подледного течения и плоского напорного потока нестратифицированной жидкости, хорошо исследованного в лабораторных условиях. Однако имеются и существенные отличия. Как профиль средней скорости течения (рис. 2), так и профили ряда турбулентных характеристик

$$\left(V \langle u'^2 \rangle, V \langle w'^2 \rangle, -\rho \langle u'w' \rangle, -\rho \langle u'w' \rangle \frac{d \langle u \rangle}{dz} \right)$$

обладают в исследованном случае характерными особенностями, объяснить которые с позиций плоского напорного потока безразлично стратифицированной жидкости не удастся. К таким особенностям профилей вышеперечисленных величин следует отнести утрированные максимумы

$$V \langle w'^2 \rangle, -\rho \langle u'w' \rangle \text{ и } -\rho \langle u'w' \rangle \frac{d \langle u \rangle}{dz}$$

в пограничных слоях течения, оттесненные к тому же на значительное расстояние от границ потока. Последнее связано с фактом значительного расширения «буферной» области пограничных слоев как у льда, так и на скачке плотности.

В природе мы всегда имеем дело с некоторыми исключениями и отклонениями от законов, полученных в условиях лабораторного эксперимента или выведенных на основе жестких предположений. Поэтому говорить об идентичности процессов, протекающих в природе, и процессов, воспроизведенных в лабораторном эксперименте, конечно нельзя. Однако, располагая достаточно надежными и разносторонними материалами наблюдений, следует пытаться понять причины, обуславливающие наблюдаемые отклонения от известных закономерностей.

Если бы мы имели дело с однородным по плотности плоским напорным потоком, легко реализуемым в лаборатории, то было бы справедливо соотношение

$$\tau_0 \left(1 - \frac{z}{H} \right) = \mu \frac{d \langle u \rangle}{dz} + \tau_{\text{турб}}, \quad (2)$$

где H — полуширина потока.

Из уравнения (2), зная $\tau_0 = \rho u_*^2$ и $\mu \frac{d \langle u \rangle}{dz}$, можно рассчитать профиль $\tau_{\text{турб}}$. Такой расчет был нами выполнен и результаты его приведены на рис. 3. На этом рисунке приведен профиль турбулентного трения, определенного по синхронным записям продольной и вертикальной составляющих пульсаций скорости $\tau_{\text{турб}} = -\rho \langle u'w' \rangle$. Как видно из рисунка, в верхней половине потока, рассчитанного через синхронно измеренные компоненты пульсаций скорости, профиль $\tau_{\text{турб}}$ значительно отличается от величин $\tau_{\text{турб}}$, определенных по формуле (2). Причину этого следует, по-видимому, искать в неоднородном поле плотности, характерном для исследуемого течения.

Изменение температуры по вертикали подледного течения настолько незначительно, что все физические свойства воды остаются практически неизменными. Однако динамическая устойчивость водных масс заметно меняется с глубиной. В то же время известно, что именно число Ричардсона (или динамическая устойчивость) оказывает существенное воздействие на турбулентный режим потока [11]. По градиентам средней температуры и средней скорости на горизонтах, где определялись составляющие пульсаций скорости, было рассчитано число Ричардсона Ri :

$$Ri = \frac{g}{\langle \rho \rangle} \frac{\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial \langle \theta \rangle} \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial z}}{\left(\frac{d \langle u \rangle}{dz} \right)^2}$$

Исключение составляет глубина $z=0,5$ м, так как это ближайшая ко льду точка, в которой проводились наблюдения, и градиент скорости здесь не был измерен. Расчеты показали, что в верхней половине потока число Ri значительно (примерно на два порядка) превышает число Ri в нижней половине потока. Это объясняется тем, что, как уже упоминалось выше, в нижней половине потока положение заметных градиентов температуры и скорости совпадает.

В работе [11] показано, что динамическая устойчивость, практически не оказывая влияния на величину продольного компонента пульсаций скорости, очень сильно воздействует на величину вертикальной составляющей пульсаций. Именно этим и следует объяснить столь резкое падение величин $V\langle w'^2 \rangle$ и $\tau_{\text{турб}}$ в подледном слое (рис. 1). Используя метод, предложенный в работе [11], можно приближенно учесть влияние динамической устойчивости на величину турбулентного трения, полагая

$$\tau_{\text{турб}} \sqrt{1 + \alpha Ri} \approx \tau_{\text{турб}}^*$$

где $\tau_{\text{турб}}^*$ — величина турбулентного трения в безразлично стратифицированном потоке, а $\tau_{\text{турб}}$ — турбулентное трение в условиях плотностной стратификации, α — эмпирическая константа, равная 0,4 [11]. На рис. 3 значения $\tau_{\text{турб}}^*$, полученные путем учета влияния динамической устойчивости на непосредственно измеренную величину турбулентного трения, отмечены треугольниками. Как видно из рисунка, профиль $\tau_{\text{турб}}^*$ в верхней половине течения удовлетворительно согласуется с профилем $\tau_{\text{турб}}$ в плоском напорном потоке однородной плотности, рассчитанным по формуле (2).

Положительная динамическая устойчивость, угнетая вертикальную составляющую пульсаций скорости, снижает общий уровень турбулентности. При этом неизбежно должна расширяться «буферная» зона пограничного слоя, что и наблюдалось в рассматриваемом случае. Возможно, что этим же механизмом можно объяснить и наблюдающийся низкий уровень турбулентности в ячейках «тонкой» структуры водных масс водоемов. В вязком подслое профиль средней скорости, по-видимому, не должен меняться под влиянием динамической устойчивости, так как в этом случае вязкое трение много больше турбулентного.

В свете изложенного становится понятным отсутствие максимума на кривой $V\langle u'^2 \rangle$ на измеренных горизонтах в пограничном слое вблизи льда. Поскольку в условиях ненулевой динамической устойчивости сопротивление продольному пульсационному движению практически не меняется, максимум величины $V\langle u'^2 \rangle$ должен находиться на значительно меньшем расстоянии от нижней поверхности льда, нежели максимум $V\langle w'^2 \rangle$.

Учет влияния динамической устойчивости на величину турбулентного трения в нижней половине рассматриваемого потока практически ничего не дает, так как число Ri здесь мало. Как уже отмечалось, положения максимумов величин $V\langle w'^2 \rangle$ и $V\langle u'^2 \rangle$ в нижней половине потока совпадают, что также свидетельствует о пренебрежимо малом здесь влиянии числа Ri на турбулентные характеристики. В нижней половине потока на участке течения, удовлетворяющем логарифмическому закону, величины турбулентного трения, определенные по пульсациям скорости, близки к величинам, рассчитанным из уравнения плоского напорного потока. Наблюдающееся же расширение переходного участка в пограничном слое, формирующемся на скачке плотности, и соответствующее этому падение величины турбулентного трения можно, по-видимому, объяснить уменьшением локального числа Рейнольдса.

На основе изложенного можно сделать следующие выводы. На примере стратифицированного по плотности подледного течения проведено инструментальное исследование турбулентной структуры пограничных слоев, сформировавшихся на твердой гладкой стенке и на скачке плотности. Структура пограничного слоя на скачке плотности качественно подобна структуре пограничного слоя на нижней поверхности льда. Для обоих типов пограничных слоев характерно наличие логарифмических участков на профилях средней скорости, а профили основных турбулентных характеристик имеют подобный вид. Особенностью как пограничного слоя на нижней поверхности льда при устойчивой плотностной стратификации водных масс, так и пограничного слоя на скачке плотности является сильно растянутая переходная область течения. В первом случае это, по-видимому, можно объяснить снижением уровня турбулентности под влиянием динамической устойчивости водных масс. Для пограничного же слоя на скачке плотности увеличение переходной зоны может быть следствием малых локальных чисел Рейнольдса. Наблюдающиеся в подледном слое озера отклонения измеренных профилей основных турбулентных характеристик от хорошо известных закономерностей плоского напорного потока можно объяснить, учтя влияние динамической устойчивости на турбулентные характеристики водных масс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Моинин А. С. «Успехи физических наук», 1973, 109, вып. 2.
2. Сперанская А. А., Никитина Е. А. Термогидрометр для измерения вектора средней скорости водного потока. Труды ВОДГЕО, 1970, вып. 26.
3. Кречмер С. И. Методика измерений микропульсаций скорости ветра и температуры в атмосфере. Труды Геофизического ин-та, 1954, № 24 (151).
4. Колесников А. Г., Савин В. Г., Сперанская А. А. В сб.: Новые методы и аппаратура для исследований русловых процессов. М., 1959.
5. Моинин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., 1965, с. 229—231.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1954, с. 198—203.
7. Клайн С., Рейнольдс У. и др. «Механика», 1969, № 4.
8. Clauser F. H. «Appl. Mech.», 1956, 4, N 4, 1—51.
9. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NASA Rep., N 1247, 1955.
10. Кутателадзе С. С. Пристенная турбулентность. Новосибирск, 1973, с. 101.
11. Сперанская А. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1976, 17, № 3.

Поступила в редакцию

1.6.1976 г.

Кафедра

физики моря и вод суши