

клон не изменится. Можно предполагать, что в области отрицательных температур F и a^3 будут практически постоянны. Поведение $\ln \tau_r$ в области отрицательных температур соответствует поведению $\ln \tau'_{df}$. Исходя из этого можно сделать вывод, что в данном диапазоне температур наибольший вклад в τ_r дает τ_{df} . В области положительных температур условие сохранения F и a^3 нарушается. Поэтому расчет F и a^3 проведен только в диапазоне отрицательных температур. В результате вычислений было получено: $a^3 = 49,2 \text{ \AA}^3$.

В табл. 2 и на рис. 2, 3 представлены рассчитанные значения τ'_{df} и $\tau'_{сэд}$. При этом величины τ_a и ε взяты из [10].

Таким образом, методом ЭПР изучена вращательная подвижность нитрокислородного радикала — 4-малеимидо-темпо в разных растворителях: бутиловом спирте и смеси метанола с водой. При этом показано, что в системе метанол—вода вклад в τ_r от диэлектрического трения изменяется более чем на порядок при увеличении концентрации метанола от 0 до 100%, при $C \approx 80\%$ τ_{df} становится сравнимым с величиной $\tau_{сэд}$, а при $C = 100\%$ в три раза превышает величину $\tau_{сэд}$.

Установлено также, что при изменении температуры от 213 до 303 К в бутаноле потери энергии определяются диэлектрическим трением. При этом диэлектрические потери энергии более чем на порядок превышают потери энергии на вязкостное трение в данном диапазоне температур.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kivelson D., Kivelson M. J., Oppenheim I. // J. Chem. Phys. 1970. 52, N 4. P. 1810. [2] Hubbard J. B., Wolynez P. G. // J. Chem. Phys. 1978. 69, N 3. P. 998. [3] Phillips L. A., Webb S. P., Clarc J. N. // J. Chem. Phys. 1985. 83, N 11. P. 5810. [4] Templeton E. G., Kenneg-Wallace G. // J. Chem. Phys. 1986. 90, N 21. P. 5441. [5] Левшин Л. В., Тихонов А. Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1983. 24, № 3. С. 3. [6] Бучаченко А. Л., Вассерман А. М. Стабильные радикалы. М., 1973. [7] Кузнецов А. Н. Метод спинового зонда. М., 1976. [8] Ахадов Я. Ю. Диэлектрические свойства бинарных систем. М., 1977. [9] Краткий справочник физико-химических величин. Л., 1983. [10] Ахадов Я. Ю. Диэлектрические свойства чистых жидкостей. М., 1964.

Поступила в редакцию
23.12.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

ГЕОФИЗИКА

УДК 556.536

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАССООБМЕНА В ПРИДОННОМ СЛОЕ ОТКРЫТОГО ПОТОКА СО СТАЦИОНАРНЫМИ ВОЛНАМИ

О. Н. Мельникова, В. П. Петров, О. Я. Масликова

(кафедра физики моря и вод суши)

Проведено экспериментальное исследование массообмена плоской струи примеси, распространяющейся вдоль по течению вблизи дна в потоке со стационарными волнами. Показано, что в областях торможения потока происходит отрыв пограничного слоя и образование вихрей. Вихри под действием модифицированной силы Жуковского поднимаются вверх, на порядок увеличивая интенсивность массообмена.

Для создания автоматизированных систем прогнозирования распространения примеси в реках при аварийных сбросах необходимо, чтобы методика расчета учитывала все механизмы массообмена, реально существующие в потоке. Известно, что скорость распространения примеси по реке существенно выше при наличии поперечной составляющей средней скорости потока.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование одного из таких механизмов обмена, не изученных ранее и действующих в придонной области открытых потоков со стационарной волной.

Стационарная волна существует на поверхности прямых открытых потоков, если скорость потока меняется вдоль по течению [1], или же за препятствием на дне. Волна бежит вверх по потоку с фазовой скоростью, равной скорости потока. В результате гребни волны не двигаются.

Воздействие такой стационарной волны на поток заключается в том, что скорость течения под гребнем меньше скорости под впадиной, т. е. от гребня до впадины поток ускоряется, а от впадины до гребня замедляется.

Известно, что в результате торможения потоков в расширяющихся каналах у дна возникают противотечения и отрыв пограничного слоя [2]. На образовавшийся вихрь в условиях сдвига скорости действует результирующая сила, направленная вертикально вверх и создающая поперечный поток жидкости.

В настоящей работе воздействие описанного механизма обмена на разбавление примеси в потоке изучалось экспериментально.

1. Экспериментальная установка

Исследования проводились в прямом потоке с плоским дном длиной 10 м, уклон дна составлял один миллиметр на метр, глубина варьировалась от 3,5 до 8 см, скорость от 28 до 40 см/с. В качестве примеси, распространяющейся в потоке, использовалась подогретая вода. Разбавление примеси фиксировалось по изменению температуры жидкости.

Примесь поступала в поток в виде плоской струи шириной 8 и толщиной 0,3 см. Такая струя создавалась с помощью трубки с раструбом. Длина плоской части трубы составляла 15 см. Подогретая вода поступала из резервуара с хорошей теплоизоляцией и постоянным уровнем воды. Трубка, подающая теплую воду, помещалась на оси потока.

В ходе эксперимента определялись значения скорости течения и температуры воды. Температура и мгновенные значения скорости течения измерялись термометром МТ-54 с диаметром измерительной головки 0,4 мм. Для измерения скорости течения использовался термистор, включенный в мостовую схему, работающую в режиме постоянной температуры. Величина средней скорости контролировалась с помощью трубки Пито. Данные измерений с 20 датчиков фиксировались практически одновременно на ЭВМ ДВК-2. Точность измерения скорости течения была не хуже 3—5%, а температуры — 1% от измеренной величины.

2. Методика

Рассмотрим стационарный плоский поток воды, движущийся вдоль оси x . Пусть в направлении течения в поток вводится струя, содержа-

шая примеси. Характер разбавления примеси в струе определяется скоростью вовлечения в струю окружающей жидкости.

Запишем уравнения сохранения объема и массы:

$$\frac{d}{dx}(au) = Q_0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx}(\rho au) = \rho_0 Q_0, \quad (2)$$

где a — площадь поперечного сечения струи, u — средняя по поперечному сечению скорость струи, x — продольная координата, Q_0 — скорость вовлечения окружающей жидкости, $\rho(x)$ — плотность жидкости в струе, ρ_0 — плотность окружающей жидкости.

Из (1) и (2) получаем уравнение изменения плотности на оси струи:

$$\frac{d(\Delta\rho)}{\Delta\rho} = -\frac{Q_0}{au} dx, \quad (3)$$

где $\Delta\rho = \rho_0 - \rho$.

Граничные условия на выходе трубки ($x=0$): $a=a_0$, $u=u_0$, $\Delta\rho = \Delta\rho_0$.

В соответствии с (3) скорость разбавления примеси в струе определяется величиной

$$\beta(x) = \frac{Q_0}{au} = \frac{1}{au} \frac{dau}{dx} \quad (4)$$

и может быть определена для каждой координаты x , если известны $a(x)$ и $u(x)$.

Перемешивание ограниченных струй с окружающим потоком имеет различный характер в ближней и дальней относительно источника областях. В ближней области механизм перемешивания в основном определяется разностью скоростей потока в струи. В дальней области скорость струи уже не отличается от скорости потока и механизм перемешивания в основном определяется особенностями течения основного потока.

Если в качестве примеси используется теплая вода, функции $a(x)$ и $u(x)$ легко могут быть определены по измерениям температуры жидкости $T(x, y)$ и скорости течения $u(x, y)$. По разности температур в струе и потоке можно определить эффект плавучести. При исследовании перемешивания в ближней области в проведенных экспериментах скорость струи u_0 превышала скорость потока.

Исследование поля скорости и температуры проводилось в наших экспериментах в стационарных потоках по следующей схеме.

20 измерителей помещались вдоль оси струи через 1 см. Опрос датчиков осуществлялся с помощью ЭВМ. Затем вся система датчиков смещалась на 0,2 см вверх и запись повторялась. Последний раз запись осуществлялась на горизонте, на котором не было зафиксировано отклонение измеряемого параметра от значения этой величины в основном потоке. Затем проводились аналогичные измерения в вертикальных сечениях, параллельных оси струи и отстоящих от оси на 1 и 2 см для получения пространственной структуры полей скорости и температуры.

3. Результаты измерений. Обсуждение результатов

Ближнее поле

На рис. 1 показаны вертикальные профили скорости течения, полученные в нескольких поперечных сечениях, отстоящих друг от друга

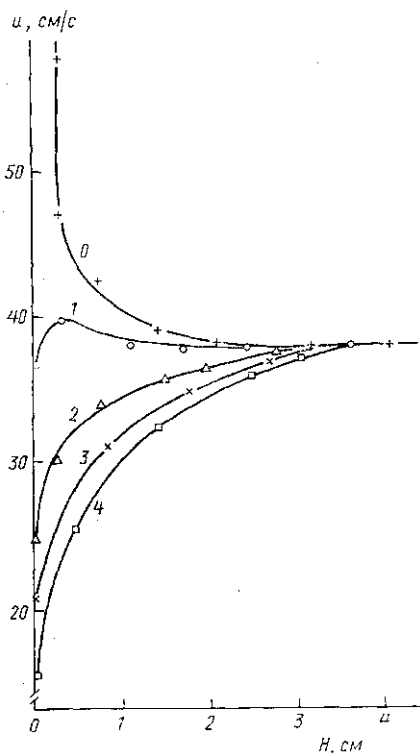


Рис. 1

на 1 см. Цифры у кривых соответствуют расстоянию в сантиметрах между данной вертикалью и выходом трубы.

На рис. 2 представлены экспериментальные данные, полученные в ближнем поле в придонной области потока на глубине $h=5,5$ см (а) и в толще потока на расстоянии 7,5 см от дна (б). Начало координат $x=0$ совмещено с выходом трубки (диаметр раструба 0,3 см).

Распределение скорости вдоль по течению на оси струи, вытекающей из щели раструба, показано кривыми 1, температуры — кривыми 2 (по оси ординат отложена разность температур в струе и во внешнем потоке). На этом же рисунке кривые 3 представляют изменение толщины струи (D) и половины ее толщины (D/2) в вертикальном осевом сечении.

На основе приведенных данных были сделаны оценки смещения струи ΔS по вертикали за счет плавучести (кривая 4 на рис. 2, а). Результаты показывают, что эффектом плавучести на исследованном участке можно пренебречь.

Данные, полученные в других вертикальных сечениях потока, па-

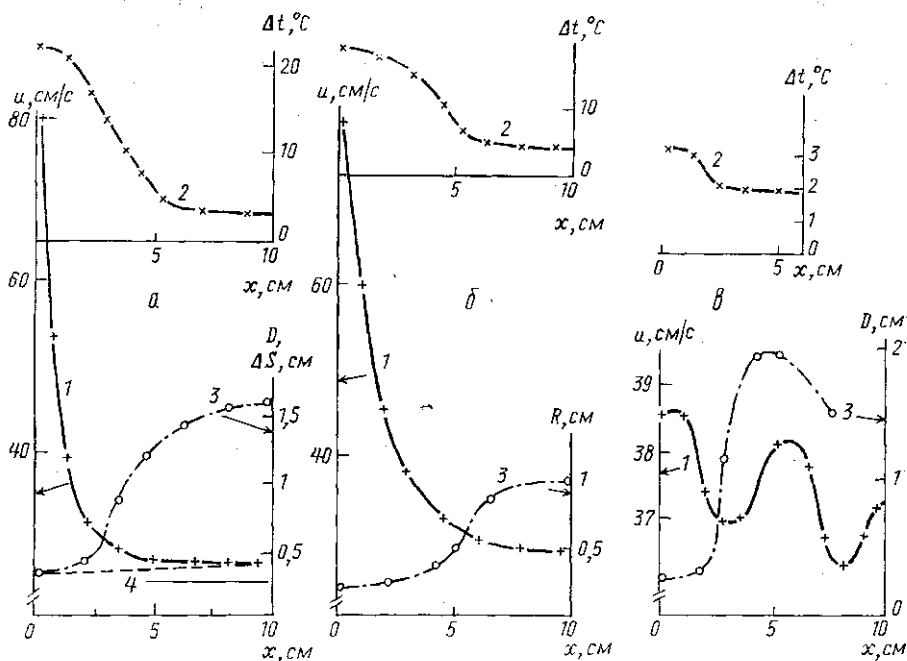


Рис. 2

параллельных оси струи, не отличались от данных, приведенных на рисунках, т. е. в исследованной области течение является плоским.

Анализ экспериментальных данных, приведенных на рис. 1, 2, а, б, позволяет предложить следующую физическую модель процесса перемешивания ограниченной струи, распространяющейся вдоль по течению у дна потока.

В области потока $0 < x < 7$ см происходит торможение жидкости в струе. Для $0 < x \leq 1,8$ см в области максимальных значений du/dx струя расширяется очень медленно от $D=0,3$ см до $D=0,5$ см, что соответствует выполнению условия $au = \text{const}$; температура на оси потока остается практически неизменной. Для $1,8 < x < 7$ см происходит значительное расширение струи, а температура на оси быстро уменьшается с расстоянием.

Такой характер перемешивания примеси не связан с турбулентным механизмом, так как вертикальный градиент скорости максимален как раз на начальном участке струи, где расширение ее минимально. Ниже по течению вертикальный градиент скорости падает, а толщина струи возрастает. Наблюдаемые особенности течения струи можно объяснить следующим образом.

При торможении плоской струи у дна потока, совместном действии сил вязкости и положительного градиента давления $\partial P/\partial x$ может возникнуть противоток около дна и образоваться цилиндрический вихрь. В работе [2] на основе большого количества экспериментальных данных показано, что для отрыва вихря необходимо, чтобы величина безразмерного градиента скорости

$$G = \left| \left(\frac{h_0}{u} \right) \left(\frac{du}{dx} \right) \left(\frac{uh_0}{\nu} \right)^{1/4} \right| \quad (5)$$

превышала 0,07. Здесь h_0 — толщина пограничного слоя, ν — кинема-

тическая вязкость воды. Это условие выполняется в области $0 < x < 5$ см в ближнем поле.

Модель движения цилиндрического вихря в потоке с вертикальным градиентом скорости разработана в [3]. В соответствии с [3] горизонтальная ξ и вертикальная η координаты центра вихря выражаются следующим образом:

$$\eta(t) = -\frac{U_0}{\alpha} [\cos \delta t - 1],$$

$$\xi(t) = \left(U_0 + \Gamma \frac{U_0}{\alpha} \right) t - (\Gamma + \alpha) \frac{U_0}{\alpha} \delta^{-1} \sin \delta t, \quad (6)$$

где $\alpha = U_\tau/R$, $\delta = \sqrt{(\Gamma + \alpha)\alpha}$.

Предполагается линейный профиль скорости: $u = U_0 + \Gamma z$, где U_0 — скорость течения на верхней границе вязкого слоя, $\Gamma = du/dz$, $\xi(0)$ — координата места отрыва вихря, R — радиус вихря, U_τ — линейная скорость вращения на границе вихря. Здесь учтено, что течение струи и потока стационарно, отрывающиеся вихри не имеют начальной скорости, циркуляция скорости для таких вихрей равна $-2\pi R U_\tau$.

В соответствии с (6) траектория вихрей представляет собой циклоиду. Максимальная высота подъема вихря равна $2U_0/\alpha$ и достигается в момент $t_m = \pi/\sqrt{(\Gamma + \alpha)\alpha}$. Если радиус вихря остается постоянным, то максимальная высота подъема вихря обратно пропорциональна его интенсивности. Считая, что интенсивность отрывающегося вихря пропорциональна перепаду давления вдоль оси x и соответственно du/dx , можно заключить, что толщина струи будет возрастать вниз по течению.

В рамках этой модели, используя экспериментальные зависимости $D(x)$ и $u(z)$ для оценки η_{\max} , U_0 и Γ , можно получить величину $\alpha = U_\tau/R$, характеризующую интенсивность вихря, и ее зависимость от du/dx , приведенную на рис. 3.

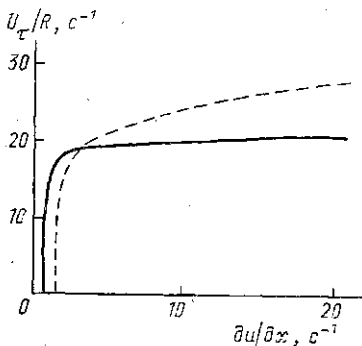


Рис. 3

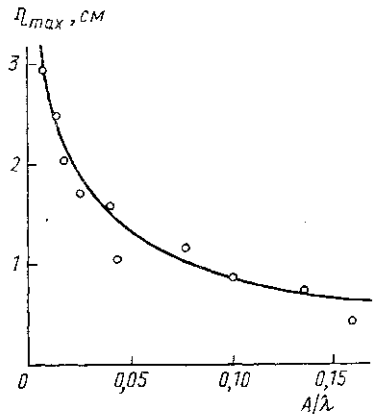


Рис. 4

Распространение струи вдоль дна потока. На начальном участке струи ($x < 1,8$ см) интенсивность вихрей велика, а толщина пограничного слоя мала, в результате величина $\eta_{\max} \ll D$. Затем ширина струи быстро растет, достигая предела $D = 1,6$ см. Значению $\eta_{\max} = 1,6$ см соответствует $\alpha = 17,5$ с^{-1} для $U_0 = 28$ см/с, а координата

места отрыва вихря $x=5,8$ см. Считая, что диаметр вихря имеет размер порядка пограничного слоя, определим величину G на внешней границе вихря для горизонтальной координаты $x=6,1$ см: $|G|=0,07=|G|_{\text{кр}}$. Следовательно, для $x>6,1$ см отрыва вихрей не происходит. На рис. 2, а (кривая 2) видно резкое изменение характера зависимости $\Delta t(x)$, что соответствует изменению механизма массообмена в этой точке.

Полученное соответствие расчетных и экспериментальных данных позволяет заключить, что рассматриваемая физическая модель правильно описывает распространение плоской горизонтальной струи у дна потока в ближнем поле. Максимум функции $\beta(x)$ (см. (4)), определяющий скорость разбавления примеси, соответствует области интенсивного подъема оторвавшихся вихрей: $\beta_{\text{max}}(x=2+3 \text{ см})=1,5 \text{ с}^{-1}$, что на порядок превосходит эту величину для $x \gg 6$ см, где превалирует только турбулентный обмен.

Распространение струи в толще потока. Глубина в этом случае составляла 7,5 см. Начало координат совмещено с выходом трубки. Интенсивность вихрей, как видно из рис. 2, б, велика на протяжении 3,5 см. Затем струя быстро расширяется до $D/2=1$ см.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что в этом случае характер изменения толщины струи такой же, как и у дна. Это позволяет предположить, что и физический механизм перемешивания тот же. Используя аналогичное описание процесса, получим основные характеристики отрывающихся вихрей. Для этого случая $U_0=19,5 \text{ см/с}$, $\Gamma=1,8 \text{ с}^{-1}$. Из выражений (6) по известному значению $\eta_{\text{max}}=1$ см определяем величину $U_{\tau}/R=19,5 \text{ с}^{-1}$ и $\xi(\eta_{\text{max}})=1,6$ см. Из этих данных получаем координату места отрыва вихря $x=6,4$ см. В соответствии с данными, приведенными на рис. 2, б (кривая 2), именно в этой точке резко меняется характер зависимости $\Delta t(x)$ и, следовательно, механизм массообмена.

Из формул (6) и из экспериментальных данных строится зависимость $(U_{\tau}/R)(du/dx)$ как для данного случая, так и для рассмотренного выше. Из рис. 3 видно, что интенсивность вихрей в центре потока больше, чем на дне, что связано, по-видимому, с большей толщиной вязкого слоя.

Дальнее поле

Для изучения дальнего поля скорость струи на выходе трубки подбиралась таким образом, чтобы она не отличалась от скорости течения без струи. Перепад температур в струе и потоке не превышал $2+3 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

На рис. 2, в приведено распределение вдоль оси x средней скорости течения потока (1), разности температур (2) и толщины струи (3) в дальнем поле. Скорость измерялась на внешней границе пограничного слоя. Длина стационарной волны, определенной по распределению $u(x)$, равна 6—7 см. Скачок температуры у дна наблюдается в области торможения потока $\Delta x=1+2$ см, для которой величина $(du/dx)_{\text{max}}$ в соответствии с экспериментальными данными составляет $1,2 \text{ с}^{-1}$. При этом величина $|G|>|G|_{\text{кр}}$, и, следовательно, на этом участке может произойти отрыв пограничного слоя и образоваться вихрь. Из данных, приведенных на рис. 3, для $du/dx=1,2 \text{ с}^{-1}$ величина $\alpha=14 \text{ с}^{-1}$. Для $U_0=28 \text{ см/с}$ и $\eta_{\text{max}}=2$ см по формуле (6) величина α также равна 14 с^{-1} , что полностью соответствует экспериментальным данным.

Полученный результат позволяет заключить, что приведенная физическая модель правильно описывает перемешивание горизонтальной струи в придонной области потока: в зоне торможения со стационарными волнами происходит отрыв пограничного слоя и образование вихрей. Это приводит к значительной интенсификации перемешивания в придонной области течения в фазе торможения стационарной волны.

В зоне отрыва вихрей величина $\beta(x) = \beta_{\max} = 2 \text{ с}^{-1}$ при $x = 4 \div 5 \text{ см}$, что более чем на порядок превышает ее значения в других областях, в которых осуществляется лишь турбулентный механизм перемешивания.

Толщина слоя потока, в котором осуществляется перемешивание поднимающийся со дна вихрь, определяется величиной η_{\max} — максимальной высотой подъема вихря. Так как η_{\max} обратно пропорциональна U_x и, следовательно, du/dx (рис. 3), то η_{\max} должна увеличиваться при уменьшении крутизны стационарных волн.

Был проведен ряд экспериментов, в которых создавались потоки со стационарной волной на свободной поверхности в широком диапазоне значений крутизны волны A/λ (где A и λ — амплитуда и длина волны). Экспериментальная зависимость $\eta_{\max}(A/\lambda)$, подтверждающая сделанное предположение, представлена на рис. 4.

Таким образом, проведенное экспериментальное исследование показало, что в русловых потоках с неоднородным вдоль по течению распределением скорости возникающие стационарные волны существенным образом меняют механизм перемешивания, особенно в придонной области потока, что необходимо учитывать в практических расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Лайтхилл Дж. Волны в жидкости. М., 1981. [2] Бай Ш и И. Турбулентное движение жидкости и газов. М., 1962. С. 109. [3] Жмур В. В. //Океанология. 1988. 27, № 5. С. 709.

Поступила в редакцию
23.05.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.21:536.4

БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК И ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА В СПЛАВЕ Fe — 2 ат. % W

А. А. Кацнельсон, В. М. Сионов, Абу Аль Шамлат Салама *)

(кафедра физики твердого тела)

Методом модельного потенциала с использованием формфакторов Анималу предсказано существование ближнего порядка в разбавленном сплаве Fe — 2 ат. % W, что подтверждено экспериментально, с помощью метода диффузного рассеяния рентгеновских лучей (ДРРЛ). Методом ДРРЛ определена характеристическая температура сплава: $\Theta_D = 570 \text{ К}$.

Характеристическая температура сплава наряду с модулями упругости, коэффициентами расширения и др. определяется прочностью сил межатомных связей [1, 2]. В работах [3, 4] было показано, что существенное влияние на характеристическую температуру Θ_D твердого

*) Сирия.