

УДК 532.517.4

© 1995 г. А. Ф. АНОШКИН, В. К. ГОНЧАРОВ

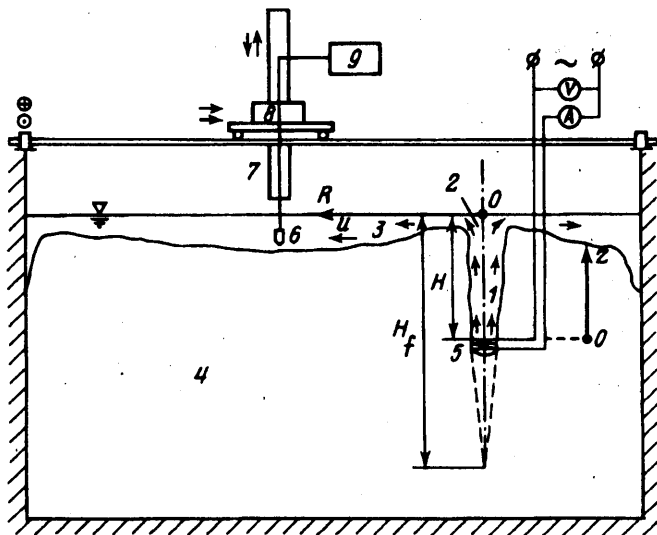
## ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕЛЮЩЕЙСЯ СТРУИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ РАСТЕКании ПЛАВУЧЕГО ФАКЕЛА ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассматривается стелющаяся плавучая струя, возникающая при радиальном растекании вертикально восходящего плавучего факела после его контакта со свободной поверхностью воды. Для случая растекания факела в водной среде под поверхностью раздела вода — воздух экспериментально показано существование трех характерных зон в стелющейся струе: зоны линейного расширения нижней границы струи, зоны постоянной толщины и зоны сжатия струи. Для этих зон установлены зависимости толщины и суммарной по вертикальному профилю плавучести от радиального расстояния. На основе интегрального метода при отсутствии теплообмена и волнообразования на свободной поверхности для каждой из характерных зон параметризована скорость вовлечения жидкости, выявлены зависимости толщины струи, средних по вертикальным сечениям значений радиальной скорости и плавучести от радикального расстояния.

Локальный нагрев жидкости непрерывно действующим источником тепла приводит к появлению плотностной неоднородности и, как следствие, к развитию термогравитационного конвективного течения, называемого плавучим факелом [1, 2]. Для расчетов параметров плавучих факелов используется так называемый интегральный метод, в рамках которого рассматриваются средние значения характеристик, а исходные дифференциальные уравнения после интегрирования по поперечному сечению становятся обыкновенными [3]. Эволюция свободного плавучего факела после его натекания на горизонтальный плоский экран приводит к образованию термогравитационного конвективного течения, которое можно назвать поверхностной стелющейся плавучей струей. Результаты исследования такого типа течений до настоящего времени не опубликовано.

В течении, образующемся при натекании обычной динамической струи на плоский поперечный экран [4], выделяют три характерные зоны, которые показаны на фиг. 1: зону свободного невозмущенного экраном струйного течения 1, зону разворота 2, в которой импульс набегавшей струи преобразуется в импульс поверхностной стелющейся струи, и зону поверхностной стелющейся струи 3. Свободная граница последней расширяется линейно с увеличением расстояния вдоль экрана от места контакта. Известны исследования [5—7] нагретых плоских и трехмерных, имеющих начальный импульс поверхностных струй, где показано, что за зоной линейного расширения границы струи следует зона постоянной толщины, в которой вертикальное перемешивание подавляется устойчивой плотностной стратификацией на границе с окружающей средой.

Для стелющейся плавучей струи, образованной из плавучего факела, естественно ожидать существование в ней таких же характерных зон. Для теоретического изучения закономерностей изменения ее характеристик вдоль поверхности целесообразно использовать известные методы теории плавучих струй [2, 3, 5]. Задачей данной работы было экспериментальное исследование взаимодействия плавучего факела с горизонтальной поверхностью и характеристик образующейся стелющейся плавучей струи, а также теоретическое описание закономерностей развития плавучей стелющейся струи.

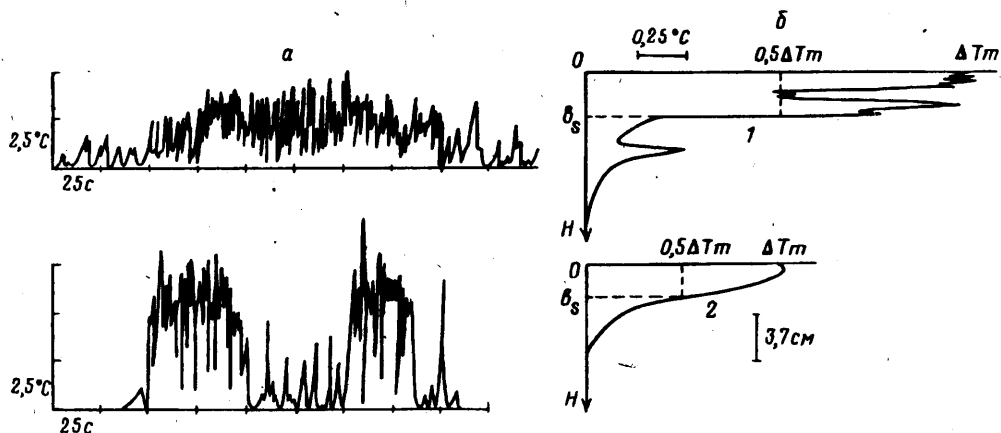


Фиг. 1

1. Экспериментальное оборудование и методика эксперимента. Течению в плавающем факеле, развивающемся в водной среде, свойственны низкие скорости, измерение которых представляет собой сложную самостоятельную задачу. В данной работе для изучения плавающего факела и стелющейся струи исследовалось поле температуры. По данным [2], отношение поперечного радиуса плавающего факела или струи, определенного по профилю температуры, к радиусу, определенному по профилю скорости, составляет 1—1,2.

Схема экспериментальной установки показана на фиг. 1. В опытовом бассейне 4 с размерами  $5 \times 2 \times 2 \text{ м}^3$  в слое пресной воды толщиной 1 м на заданной глубине  $H$  устанавливался закрепленный на вертикальной штанге трубчатый электрический нагреватель 5. Нагреватель имел спиралевидную форму с внешним диаметром спирали  $D = 5 \text{ см}$ . В процессе экспериментов регулированием напряжения варьировалась мощность нагревателя. Для измерения температуры использовался терморезисторный датчик 6, чувствительный элемент которого имел радиус около 1 мм. Датчик размещался в державке, закрепленной на вертикальной штанге 7, которую с помощью электропривода 8 можно перемещать вертикально и по двум взаимно перпендикулярным горизонтальным направлениям по всему пространству бассейна. Чувствительность датчика температуры составляла  $0,01^\circ \text{ С}$ . Величины перемещений датчика контролировались с помощью электромеханических преобразователей, точность регистрации составляла около 1 мм. Для регистрации сигналов с датчика температуры и электромеханических преобразователей использовался двухкоординатный графопостроитель 9 типа Н-306, регистрировавший в графическом виде зависимость избыточной температуры от величины заглубления или горизонтального смещения датчика температуры.

Перед каждой реализацией обеспечивалась температурная однородность водного слоя от свободной поверхности до дна бассейна. Это достигалось длительным прогревом всей водной массы после заполнения бассейна до температуры, близкой к температуре воздуха в лабораторном зале, и принудительным перемешиванием после каждой реализации. Перерыв между отдельными реализациями составлял около 2 ч. За это время однородность поля температуры восстанавливалась и вызванные движения жидкости вырождались, что контролировалось по исчезновению оптических неоднородностей, наблюдавшихся с помощью теневого метода, и вертикальным зондированием водного слоя. После этого на нагреватель подавалось электропитание заданной мощности и в течение 25 мин устанавливался близкий к стационарному режим, и начинались измерения.



Фиг. 2

Сначала измерялись характеристики факела. Регистрировались распределения избыточной температуры в отдельных точках вдоль диаметральных линий горизонтальных сечений, отстоящих друг от друга по высоте на 5 см. Расстояние между точками, в которых проводились измерения, составляло 1 см, а временной интервал измерения в каждой точке составлял около 25 с.

Измерения в стелюющейся струе осуществлялись вертикальным зондированием, начиная с высоты 1 см над свободной поверхностью вглубь до горизонта, где располагался источник тепла. Зондирование производилось на различных горизонтальных удалениях от точки пересечения оси плавучего факела и свободной поверхности, начиная с наибольшего, которое выбиралось в зависимости от мощности и заглубления источника и от его удаления от стенок бассейна. Заглубления нагревателя:  $H = 0,1, 0,2$  и  $0,4$  м. При  $H = 0,2$  м тепловая мощность источника  $Q$  варьировалась в пределах от 300 до 800 Вт, а при других значениях  $H$  различия мощности между реализациями не превышали 20%.

2. Анализ экспериментальных данных. Первичные результаты измерений представляют собой горизонтальные профили избыточной температуры  $\Delta T_p$  для плавучего факела и вертикальные профили избыточной температуры  $\Delta T_s$  для стелюющейся плавучей струи. Примеры профилей показаны на фиг. 2, а, б соответственно.

Нижний на фиг. 2, а горизонтальный профиль избыточной температуры в плавучем факеле получен при  $z = 5$  см и отражает форму нагревателя. Верхний профиль получен при  $z = 15$  см и имеет форму, близкую к гауссовой. Измерения показали, что сомкнутый факел формировался уже на высоте  $z = 10$  см. По профилям определялись поперечный размер факела в каждом сечении и средняя по профилю избыточная температура. В качестве границы факела принималась граница между возмущенной и невозмущенной зонами, которая легко определялась в процессе измерений по записям сигнала.

Результаты обработки данных подтвердили известный по результатам измерений в воздушной среде линейный характер зависимости радиуса плавучего факела от высоты над источником

$$b_p = a_p z \quad (2.1)$$

а также степенной характер зависимости с величиной показателя  $-5/3$  для средней по сечению избыточной температуры

$$\Delta T_p = a_p f(F_p) z^{-5/3} \quad (2.2)$$

где  $b_p$  — радиус сечения факела,  $\Delta T_p$  — средняя по сечению избыточная температура,  $z$  — вертикальное расстояние,  $a_p$  — коэффициент пропорциональности,  $f(F_p)$  — коэффициент, зависящий от потока плавучести  $F_p$  в источнике.

Соотношения (2.1) и (2.2) выполняются для характеристик турбулентных факелов. Существование турбулентного режима в факелах в условиях изложенного эксперимента подтверждается также величиной локального числа Грасгофа  $Gr_z$  [3], которое при  $z > 0,1$  м равно

$$Gr_z = \frac{gz^2}{\nu^2} \frac{\beta Q}{\rho c_p} = (4-20) \cdot 10^8$$

где  $g$  — ускорение свободного падения,  $\rho$  — плотность подстилающей жидкости,  $c_p$  — удельная теплоемкость,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $Q$  — тепловая мощность источника.

Кроме того, об этом свидетельствовали пространственная неоднородность плотности изображения факела на теневых картинах и наличие пульсационной составляющей на регистрограммах профилей температуры (фиг. 2, а).

По результатам измерений найдено  $a_p = 0,18$ . С помощью известного из [8] соотношения

$$a_p = 1,2a_{pe}$$

можно определить коэффициент вовлечения  $a_{pe}$ , характеризующий в интегральном методе теоретического описания струй и факелов потери энергии движения при их смешении с окружающей средой:  $a_{pe} = 0,15$ . Эта величина близка к значениям для воздушной среды [9, 10]

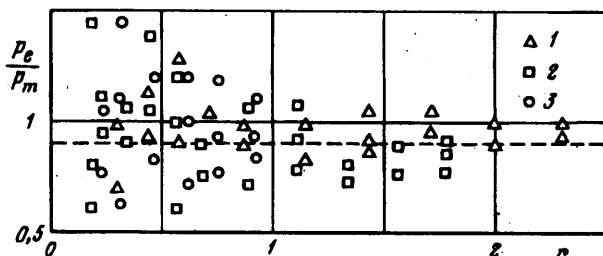
$$a_{pe} = 0,116 - 0,153$$

По результатам исследований динамических струй, натекающих на поперечный плоский экран, известно, что область разворота таких струй имеет протяженность вдоль экрана, равную диаметру области пересечения свободной невозмущенной струи с плоскостью экрана. Поэтому в стелющейся плавучей струе рассматривались профили температуры, измеренные на расстоянии от центра струи, превышающем радиус плавучего факела, который он имел бы в безграничной жидкости на высоте расположения поверхности, на которой образуется стелющаяся струя. Этот радиус определялся по формуле (2.1).

Формы профилей избыточной температуры в стелющейся плавучей струе можно разделить на два типа (фиг. 2, б): изрезанный (1) и гладкий (2). В обоих случаях профили температуры имеют максимум вблизи или на свободной поверхности, т. е. стелющаяся плавучая струя развивается в условиях устойчивой плотностной стратификации.

Изрезанность профилей первого типа можно связывать с турбулентным характером движений жидкости в ближней области струи, которая является продолжением области смешения на внешней границе факела. С помощью теневого метода здесь можно наблюдать движение вдоль границы отдельных «клубов» нагретой воды, пересечение которых датчиком при зондировании проявляется на регистрограммах в виде отдельных локальных максимумов на профилях температуры, расположенных глубже основного максимума. Воздействие устойчивой плотностной стратификации и вязкости жидкости на течение в стелющейся струе приводит к постепенному вырождению турбулентности по мере удаления от центра радиально растекающейся струи и к сглаживанию профилей избыточной температуры. Максимальные для всего профиля значения температуры  $\Delta T_m$  наблюдаются в большинстве случаев несколько ниже поверхности воды, что можно объяснить влиянием испарения.

При обработке результатов измерений по каждому из полученных профилей определялась толщина струи  $B$ , и вычислялась суммарная по профилю плавучесть



Фиг. 3

$P_e$ . В качестве толщины струи  $B$ , принято расстояние от свободной поверхности до горизонта, на котором избыточная температура  $\Delta T$ , равна половине ее максимального значения  $\Delta F_m$  вблизи поверхности. Плавуемость в некоторой точке профиля  $P(z)$  рассчитывалась как относительный дефицит веса жидкости на горизонте  $Z$

$$P(z) = g\beta\Delta T_z(z) \quad (2.3)$$

где  $\Delta T_z(z)$  — избыточная температура жидкости в струе относительно температуры подстилающей жидкости. Суммарная по профилю плавуемость  $P_s$  определялась аналого-цифровым преобразованием профиля  $\Delta T_z(z)$  в плавуемость  $P(z)$  с использованием соотношения (2.3) и последующим численным интегрированием дискретно задаваемой функции  $P(z)$  на интервале от точки, соответствующей свободной поверхности, до точки, где  $\Delta T_z(z) = 0$ . По вычисленным  $B_s$  и  $P_s$  для каждого измеренного профиля можно определить некоторую эквивалентную плавуемость  $P_e$ , характеризующую течение в стелющейся струе, с помощью соотношения

$$P_e = P_s/B_s \quad (2.4)$$

Введение этого параметра обусловлено использованием в теоретическом исследовании интегрального метода [1, 2]. Связь  $P_e$  с реально измеряемым максимальным значением  $P_m$  плавуемости установлена по экспериментальным данным и представлена на фиг. 3. Точки 1 соответствуют заглублению нагревателя  $H = 0,1$  м, 2 —  $H = 0,2$  м, 3 —  $H = 0,4$  м. Отношение этих двух величин в среднем близко к постоянному значению (штриховая линия на фиг. 3)

$$P_e/P_m = 0,9$$

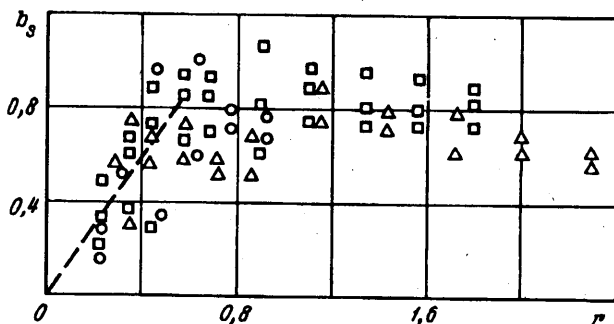
Это соотношение позволяет провести пересчет величины  $P_e$ , для которой в разд. 3 установлены теоретические закономерности, в максимальные значения плавуемости  $P_m$  или температуры  $\Delta T_m$ , представляющие интерес для практических приложений.

При обработке результатов измерений толщина стелющейся струи, расстояние от центра и суммарная по профилю плавуемость представлялись в безразмерном виде

$$B_s = b_s H_f, \quad R = r H_f, \quad P_s = p_s (F_p^{2/3} H_f^{-2/3}) \quad (2.5)$$

где  $H_f$  — глубина расположения эквивалентного реальному по тепловой мощности точечного источника плавуемости,  $F_p$  — параметр, характеризующий поток плавуемости в источнике. Эти нормирующие параметры определяются следующим образом. Параметр  $H_f$  рассчитывается по характерному размеру  $D$  реального источника тепла с помощью формулы

$$H_f = H + 0,42 Da_p^{-1}$$



Фиг. 4

где  $H$  — глубина установки нагревателя,  $a_{pe}$  — коэффициент вовлечения, найденный по измерениям в плавучем факеле. Параметр  $F_p$  связан с тепловой мощностью источника  $Q$  и с физическими характеристиками окружающей среды формулой

$$F_p = g\beta Q (\rho c_p)^{-1}$$

Для нормирования плавучести  $P_e$  и радиальной составляющей скорости  $U_e$  используются комбинации  $F_p$  и  $H_f$

$$P_e = p_e F_p^{2/3} H_f^{-5/3}, \quad U_e = u_e F_p^{1/3} H_f^{-1/3} \quad (2.6)$$

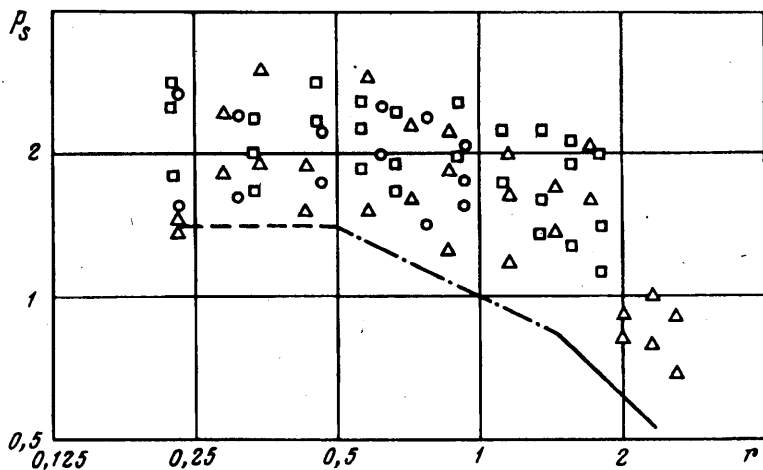
Экспериментальные данные о зависимости толщины  $b_s$  стелющейся струи от расстояния  $r$  представлены на фиг. 4. Обозначения точек такие же, как на фиг. 3. Переход от зоны разворота плавучего факела к стелющейся струе происходит при  $r = 0,18$ . Далее следует зона линейного расширения нижней границы струи, которая наблюдается до расстояний  $r = 0,4—0,5$ . Экспериментальные данные в этой области характеризуются значительным разбросом, связанным с изрезанностью профилей температуры, которой не удастся избежать в режиме измерений зондированием временным или пространственным осреднением сигнала. Здесь скорость расширения струи можно представить как коэффициент пропорциональности в зависимости между толщиной  $b_s$  и расстоянием  $r$  (штриховая линия на фиг. 4)

$$b_s = a_r r \quad (2.7)$$

Аппроксимацией экспериментальных данных найдено  $a_r = 0,15$ . Коэффициент  $a_r$  является аналогом коэффициента  $a_p$  для плавучего факела. Близость числовых значений  $a_p$  для факела и  $a_r$  для стелющейся струи на этом участке не говорит о полном подобии процессов вовлечения в этих течениях. В стелющейся струе происходит радиальное растекание жидкости по поверхности, которое при отсутствии вовлечения приводило бы к уменьшению толщины струи, пропорциональному удалению от центра, т. е. в стелющейся струе интенсивности процесса вовлечения существенно выше.

За зоной линейного расширения в интервале  $0,5 < r < 1,5—1,8$  следует зона, в которой разброс значений толщины постепенно уменьшается и ее среднее значение в различных реализациях эксперимента близко к некоторой постоянной, которая по результатам осреднения равна  $b_s = 0,08$ . Можно предполагать, что в этой зоне уменьшение толщины из-за радиального растекания компенсируется вовлечением подстилающей жидкости в стелющуюся струю. Затем, при  $r > 1,8$ , наблюдается тенденция к уменьшению толщины струи, что свидетельствует о прекращении вовлечения жидкости из подстилающего пространства.

Экспериментальные данные о зависимости  $p_r$  от  $r$  представлены на фиг. 5 в



Фиг. 5

двойном логарифмическом масштабе. Обозначения точек те же, что на фиг. 3. В диапазоне удалений  $0,2 < r < 1,5$  величина  $p_s$  близка к постоянной. Осреднение данных в этом диапазоне позволяет найти  $p_s = 2$ . При  $1 < r < 1,5 - 1,8$  наблюдается переход к убыванию  $p_s$ .

Сопоставление характерных зон изменения  $b_s$  и  $p_s$  на фиг. 4 и 5 указывает на то, что установить однозначное соответствие границ выделенных участков в зависимостях  $b_s(r)$  и  $p_s(r)$  затруднительно. Исключение составляет граница области  $r = 1,5$ , когда прекращается вовлечение подстилающей жидкости в струю. Возможно, это связано с уже упоминавшимся большим разбросом экспериментальных данных, не позволяющим достаточно определенно выделить границы характерных участков. Участок постоянства суммарной плавучести  $p_s$  в интервале  $0,2 < r < 1,5 - 1,8$  охватывает зону линейного расширения нижней границы стелющейся плавучей струи и зону, где скорость расширения струи постепенно уменьшается, а толщина  $b_s$  стабилизируется около постоянной величины  $b_{c0}$ . На участке уменьшения  $p_s$  при удалениях  $r > 1,5 - 1,8$  толщина струи  $b_s$  также начинает уменьшаться. Линейный характер изменения  $b_s(r)$  и  $\lg p_s(r)$  на характерных участках стелющейся плавучей струи позволяет предполагать существование степенных зависимостей величин  $b_s$  и  $p_s$  от расстояния  $r$ , конкретный вид которых можно найти на основании теоретического анализа.

3. Теоретический анализ. Исходная система дифференциальных уравнений включает уравнения баланса расхода жидкости, потока радиальной составляющей импульса и потока плавучести через сечение струи боковой поверхностью вертикального цилиндра, соосного с образующим стелющуюся струю плавучим факелом. В уравнении для потока импульса пренебрегается потерей импульса из-за вязкого трения на горизонтальной поверхности и из-за волнообразования, если она является свободной. В уравнении для потока плавучести не рассматривается теплообмен через горизонтальную поверхность. Уравнения для толщины плавучей стелющейся струи  $b_s$ , радиальной скорости  $u_r$  и эффективной плавучести  $p_s$  в безразмерном виде, определяемом соотношениями (2.5) и (2.6), имеют вид

$$\frac{d}{dr} r b_s u_r \varphi_i = \psi_i, \quad i = 1, 2, 3$$

$$\varphi = \begin{pmatrix} 1 \\ u_r \\ p_s \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} r V_n^n \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Система координат и основные обозначения показаны на фиг. 1. Первое

уравнение — уравнение баланса расхода жидкости — содержит в правой части дополнительную неизвестную величину — безразмерную скорость вовлечения жидкости  $V_n$ , которая входит в выражение потока жидкости из подстилающего пространства в стелющуюся струю, стоящее в правой части. Для замыкания системы (3.1) необходимо параметризовать величину  $V_n$ , связав ее с особенностями течения на характерных участках развития стелющейся струи.

Для линейно расширяющихся слоев смешения, к которым относится и стелющаяся плавучая струя на участке  $r < 0,4 - 0,5$ , вовлечение жидкости принято [2, 8] параметризовать следующим образом:

$$V_n = a_{ie} u_e$$

где  $a_{ie}$  — коэффициент вовлечения, определяемый из экспериментальных данных. Для этого участка уравнения (3.1) имеют следующее решение:

$$b_i = a_{ie} F_i, \quad u_e = (I_i / a_{ie})^{1/2} r^{-1}, \quad p_e = F_i (I_i a_{ie})^{-1/2} r^{-1} \quad (3.2)$$

$$I_i = r b_i u_e^2, \quad F_i = r b_i u_e p_e$$

где  $I_i$ ,  $F_i$  — безразмерные потоки импульса и плавучести через часть цилиндрического сечения струи с центральным углом 1 рад. Они взаимосвязаны с соответствующими величинами потока импульса  $I_p$  и потока плавучести  $F_p$  для образующего стелющуюся струю плавучего факела. Для нахождения величины  $I_i$  можно принять, как это делается в [4] для динамической струи, предположение о пропорциональности суммарного потока импульса в стелющейся струе и потока импульса в сечении плавучего факела, соответствующем плоскости его пересечения со свободной поверхностью. В этом случае

$$2\pi I_i = a_i \pi I_p \quad (3.3)$$

Значение коэффициента  $a_i$  можно определить по экспериментальным данным. Чтобы определить величину  $I_p$ , воспользуемся известными из исследований плавучих факелов [8] выражениями для радиуса  $B_p$  и средней по поперечному сечению факела вертикальной скорости  $W_p$

$$B_p = 1,2 a_{pe} z, \quad W_p = (0,9 a_{pe} F_p)^{1/3} (1,2 a_{pe})^{-1} z^{-1/3}$$

Поток импульса в факеле на высоте  $z = H_f$  над точечным источником тепла определяется следующим соотношением:

$$\pi B_p^2 W_p^2 |_{z=H_f} = \pi (0,9 a_{pe} F_p)^{2/3} H_f^{4/3}$$

В безразмерном виде после нормирования величин  $B_p$  и  $W_p$  на комбинации параметров  $H_f$  и  $F_p$ , как это сделано в (2.5) и (2.6), получим

$$I_p = b_p W_p = (0,9 a_{pe})^{2/3}$$

Используя предыдущее равенство, соотношение (3.3) можно преобразовать к виду

$$I_i = 0,5 a_i (0,9 a_{pe})^{2/3} \quad (3.4)$$

Коэффициент  $a_i$  будет определен ниже. Параметр  $F_i$  можно найти, исходя из равенства потоков плавучести в факеле и в поверхностной струе при отсутствии теплового потока через свободную поверхность

$$2\pi R B_i U_p P_e = \pi F_p$$

После перехода к безразмерным величинам с помощью соотношений (2.5) и (2.6) оно преобразуется к виду

$$2r b_i u_e p_e = 1$$



Используя это соотношение, находим  $F_s = 0,5$ . Чтобы найти коэффициент  $a_i$ , сначала получим выражение для суммарной по профилю плавучести  $p_s$ , используя (2.4) в безразмерном виде и решение (3.2)

$$p_s = a_{s,e} F_s (I_s a_{s,e})^{-1/2} = \text{const} \quad (3.5)$$

С учетом формулы (3.4) для  $I_s$ , вычисленного значения  $F_s$  и найденных из эксперимента величин  $a_{s,e}$  и  $p_s$  находим  $a_i = 0,072$ .

На фиг. 5 теоретическая зависимость  $p_s(r)$  при  $r < 0,5$  показана штриховой линией. Соотношение (3.5) в этой области достаточно хорошо соответствует основной массе точек.

В решении (3.2) требуется определить коэффициент вовлечения  $a_{s,e}$ . Полученное решением системы уравнений выражение для толщины струи  $b_s$  совпадает с найденной осреднением экспериментальных данных формулой (2.7), поэтому коэффициент  $a_{s,e} = 0,15$ .

Для зоны постоянной толщины, где вовлечение жидкости из подстилающего пространства компенсирует убывание толщины струи, обусловленное радиальным растеканием, удобно в качестве замыкающего систему уравнений (3.1) соотношения принять условие постоянства толщины струи

$$b_s = b_c = \text{const}$$

идентичное по смыслу и по назначению гипотезе вовлечения. Подстановка этого соотношения в уравнения (3.1) позволяет получить решение в виде

$$u_e = (I_s/b_c)^{1/2} r^{-1/2}, \quad p_e = F_s (I_s b_c)^{-1/2} r^{-1/2}$$

Из первого уравнения системы (3.1) при постоянной толщине струи можно найти выражение для безразмерной скорости вовлечения

$$V_n = 0,5 (I_s b_c)^{1/2} r^{-3/2}$$

которое показывает, что в рассматриваемом режиме вовлечение подстилающей жидкости в струе уменьшается с удалением от начала струи.

Суммарная по профилю плавучесть  $p_s$  в рассматриваемой зоне определяется выражением

$$p_s = F_s (b_c/I_s)^{1/2} r^{-1/2}$$

Зависимость, определяемая этим соотношением, показана штрихпунктирной линией на фиг. 5 и не противоречит экспериментальным данным.

Теоретический анализ и экспериментальные данные показывают, что скорость вовлечения жидкости из подстилающей среды через границу стелющейся струи изменяется в зависимости от  $r$ . В линейной зоне она обратно пропорциональна удалению  $r$ , в зоне постоянной толщины уменьшается как  $r^{-3/2}$ . Следовательно, на больших удалениях должна существовать зона, где допустимо положить  $V_n = 0$ . Если использовать это условие в качестве замыкающего соотношения для системы уравнений (3.1), то в этой зоне решение имеет вид

$$b_s = (Q_s^2/I_s) r^{-1}, \quad u_e = I_s/Q_s, \quad p_e = F_s/Q_s \quad (3.6)$$

где  $Q_s$  — постоянный в этой зоне поток жидкости через участок цилиндрического сечения стелющейся струи с центральным углом 1 рад.

Экспериментальное изучение этой зоны затрудняется тем, что течение в ней происходит с малой скоростью, и из-за влияния фоновых возмущений погрешности измерений могут превышать измеряемые величины. Вместе с тем тенденция к уменьшению толщины стелющейся струи прослеживается на фиг. 4 при  $r > 1,5 - 1,8$ , а уменьшение суммарной по профилю плавучести  $p_s$ , происходящее в соответствии с (3.6) по степенному закону  $r^{-1}$  (сплошная линия на фиг. 5), не противоречит экспериментальным данным.

4. Обсуждение результатов. Приведенные выше результаты исследования стелющейся плавучей струи показывают, что особенность этого течения, выявленная в ходе экспериментов и подтвержденная теоретическим анализом, заключается в изменяющемся по мере развития течения характере взаимодействия эффектов плавучести и вязкости. Это проявляется в наблюдающейся с удалением от начала стелющейся струи трансформации закономерностей изменения ее толщины и плавучести, для которых можно выделить три характерных участка. При теоретическом анализе с использованием гипотезы вовлечения указанная особенность привела к видоизменению математического выражения этой гипотезы для каждого из участков: сначала скорость вовлечения обратно пропорциональна удалению от центра струи, затем убывает по степенному закону с показателем « $-3/2$ » и равна нулю на последней стадии.

Результаты исследований относятся к водной среде со свободной поверхностью. Они могут быть использованы для практических приложений и их следует рассматривать как основу для последующих теоретического и экспериментального изучения данного типа течений.

В теоретических исследованиях представляется необходимым в первую очередь оценить роль не рассматривавшихся в данной работе особенностей, связанных с влиянием на стелющуюся плавучую струю свободной поверхности: потери импульса из-за деформации свободной поверхности и волнообразования в зоне разворота факела и теплообмена с приповерхностным слоем воздуха, который при определенных условиях может быть существен для баланса плавучести в стелющейся струе.

В отношении экспериментальных исследований представляется необходимым усовершенствование методики и повышение точности измерений для изучения эффектов, связанных с вариациями граничных условий на ограничивающей поверхности, и характеристик течения на участке вырождения стелющейся плавучей струи. Важной задачей является получение осредненных по времени профилей избыточной температуры в струе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джалурия Й. Естественная конвекция.: Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 399 с.
2. Turner J. S. Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption and its application to geophysical flows//J. Fluid Mech. 1986. V. 173. P. 431—471.
3. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен/Под ред. Б. Гехбарт и др. Пер. с англ. Т. 2. М.: Мир, 1991. 528 с.
4. Сычев А. Т. Результаты исследования затопленной турбулентной струи, набегающей перпендикулярно на плоскость гладкого потолка//Инж.-физ. журн. 1964. Т. 7. № 3. С. 46—53.
5. Проходько В. П., Шабрин А. Н. Турбулентные плоские поверхностные струи в несжимаемой жидкости//Гидромеханика. Киев: Наук. думка, 1988. Вып. 58. С. 34—40.
6. Джаугаштин К. Е. Двумерный свободный пограничный слой в стратифицированной среде//Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 4. С. 71—79.
7. McQuirk J. J., Rodi W. Mathematical modelling of three-dimensional heated surface jets//J. Fluid Mech. 1979. V. 95. Pt 4. P. 609—633.
8. Morton B. R., Taylor G. I., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources//Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1956. V. 234. № 1196. P. 1—23.
9. Morton B. R. Forced plumes//J. Fluid Mech. 1959. V. 5. Pt 1. P. 151—163.
10. George W. K., Jr., Alpert R. L., Taminini F. Turbulence measurements in an axisymmetric evoyant plume//Intern. J. Heat Mass Transfer. 1977. V. 20. P. 1145—1154.