

Газосодержание φ_0 в районе цилиндрического калориметра *11* (фиг. 1) определяется посредством манометрических трубок *12* [6,7]

$$\varphi_0 = \Delta h / h \quad (3)$$

где Δh — разность уровней жидкости в манометрических трубках, h — расстояние между центрами установки манометрических трубок.

Зависимость газосодержания φ_0 от скорости газа в свободном сечении колонны для водо-воздушной системы, полученная при высоте пены $H = 0.18$ м и разных давлениях в колонне, приведена на фиг. 5, откуда видно, что с понижением давления газосодержание пенного слоя существенно уменьшается.

Поступила 9 IX 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Х о з е А. Н., Ш а р о в Ю. И. К вопросу теплообмена между нагретой цилиндрической поверхностью и газо-жидкостной пеной. *Вопр. радиоэлектроники, Сер. ТРТО*, 1968, № 1, стр. 84.
2. Т а р а т Э. Я., Х о з е А. Н., Ш а р о в Ю. И. Исследование теплообмена от пучка труб в слое пены. *Тепло- и массоперенос*. Минск, «Наука и техника», 1968, т. 4, стр. 336.
3. Х о з е А. Н., Ш а р о в Ю. И. Влияние тепловой нагрузки на теплоотдачу в пенном слое. *ПМТФ*, 1969, № 1.
4. П о з и н М. Е., М у х л е н о в И. П., Т у м а р к и н а Е. С., Т а р а т Э. Я. Пенный способ обработки газов и жидкостей. Л., Ленгосхимиздат, 1955.
5. К у т а т е л а д з е С. С., С т ы р и к о в и ч М. А. Гидравлика газо-жидкостных систем. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958.
6. N o v o s a d Z., *Prevod tepla ve dvoufazovem systemu kapalnaplyn. Chemicke Listy*, 1954, vol. 48, No. 7.
7. J o s h i t o m e H i r o s h i, M a n n a m i Y o s h i t a k a, M u k a i K a z u h i r o, Y o s h i k o s h i N a r i m i t s u, K a n a z a w a T a k a k i Heat transfer in bubble beds Air — water system. *Kagaku Kōgaku, Chem. Engng Japan*, 1965, vol. 29, No. 1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ НАД НАГРЕТОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПРОВОЛОКОЙ

Ю. Н. Ляхов

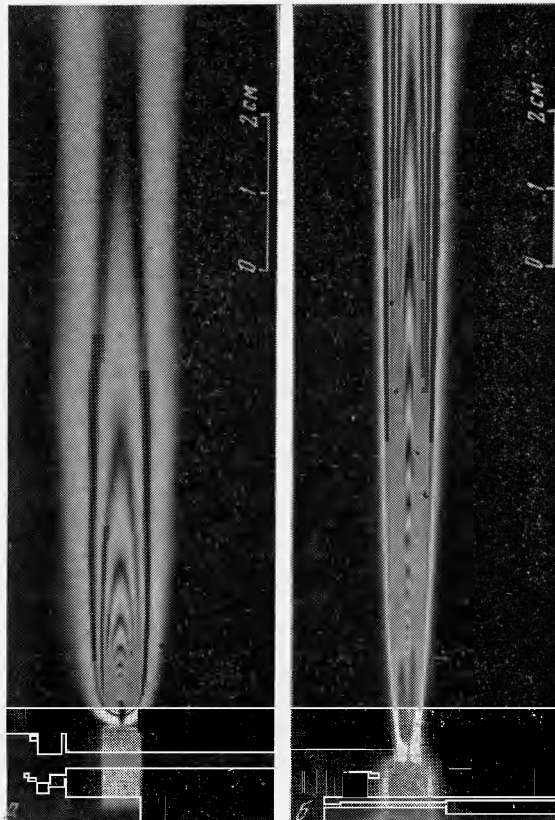
(Пермь)

Приводятся результаты экспериментального исследования конвективного факела над тонкой горизонтальной проволокой, нагреваемой постоянным током в воздухе и воде. Температурное распределение в факеле исследовалось методом дифракционного интерферометра на теневом приборе ИАБ-451.

Результаты эксперимента хорошо согласуются с теорией ламинарной конвекции над линейным источником тепла. В случае опытов в воздухе производится сопоставление с экспериментальными результатами других авторов.

Теоретическому исследованию свободной ламинарной конвекции от линейного источника тепла посвящены работы [1-4]. Наиболее обстоятельными из них являются [3,4]. Почти одновременно с работой [4] были опубликованы два экспериментальных исследования плоского стационарного ламинарного конвективного факела в воздухе [5,6]. В работе [5] исследовались поля скоростей и температур для одного теплового режима. Поле скоростей исследовалось путем фотографирования запыленного потока в стробоскопическом освещении. Поле температуры измерялось по интерферограммам, полученным на интерферометре Маха — Цендера. В работе [6] подробно исследовано поле температуры плоского конвективного факела. Температурные измерения проводились с помощью термопарного зонда, перемещаемого в области факела. Результаты этих исследований обнаружили хорошее согласие с численным решением плоской задачи [3] для воздуха (число Прандтля $P = 0.7$). Экспериментальных исследований конвекции от линейного источника тепла в капельной жидкости, по-видимому, не проводилось.

1. В данной работе источником тепла служила платиновая проволока диаметром 0.095 мм и длиной 9.13 см, натянутая на высоте H над поверхностью горизонтальной пластины размером 28×10 см параллельно ее меньшей стороне. Один из концов проволоки укреплялся с помощью бронзовой пружины, обеспечивающей необходимое натяжение проволоки и предотвращающей ее провисание при нагревании. Платиновая проволока, служившая одновременно термометром сопротивления, включалась в одно из плеч уравновешенной мостовой схемы. Ток в рабочей цепи моста измерялся по падению напряжения на эталонном сопротивлении в 1 ом. Схема питалась постоянным током от батареи аккумуляторов большой емкости. Все подводящие провода в низкоомных ветвях мостовой схемы были предварительно прокалиброваны, и их сопротивление учитывалось при расчете сопротивления платиновой проволоки.



Фиг. 1

Модель располагалась внутри прямоугольной изолирующей камеры размерами 60×30 см и высотой 60 см. В торцовые стенки размерами 60×60 см, выполненные из толстого текстолита, были вмонтированы защитные плоскопараллельные стекла от установки ИАБ-451. Контроль за параллельностью стекол осуществлялся автоколлимационным способом. Изолирующая камера была установлена в рабочем пространстве теневого прибора ИАБ-451 так, чтобы торцовые смотровые стекла были строго перпендикулярны, а нагреваемая нить — строго параллельна оптической оси прибора.

Структура конвективного течения над тонким нагреваемым цилиндром такова, что для изучения температурного поля факела хорошо подходит метод дифракционного интерферометра [8,9]. При реализации этого метода в фокальной плоскости коллиматора ИАБ-451 устанавливалась вертикальная щель шириной 0.01 мм, а в фокусе наблюдательной трубы — нить 0.04 мм. Источником света служила лампа ДРШ-250 со светофильтром, выделяющим желтую линию ртутного спектра с длиной волны $\lambda = 579$ мμ.

Предварительными специальными опытами было установлено, что соседство пластины (теплопроводность материала пластины $\kappa = 6 \cdot 10^{-4}$ кал/см·сек·°C) влияет на конвективную теплоотдачу проволоки как в воздухе, так и в воде лишь в том случае, когда проволока расположена в непосредственной близости от пластины. При $H \geq 3$ мм теплоотдача проволоки удовлетворяет общепринятому эмпирическому соотношению для свободной конвекции от тонких цилиндров в безграничном объеме [7] в интервале чисел Рэлея $10^{-2} \div 1$

$$N = 1.03 R^{1/5} \quad (1.1)$$

где числа Нуссельта и Рэлея вычислены по диаметру проволоки. Это означает, что вся тепловая мощность, рассеиваемая проволокой, идет на формирование конвективного течения над источником. В экспериментах по исследованию факела расстояние H устанавливалось таким, чтобы выполнялось соотношение (1.1).

Фотографии наблюдаемой интерференционной картины приведены на фиг. 1 (а — конвективный факел в воздухе, удельная тепловая мощность, рассеиваемая нагреваемой проволокой $q_l = 45.3 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек; б — в дистиллированной воде, $q_l = 85.6 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек). На фотографиях (особенно фиг. 1, а) заметно периодическое

вдоль полосы изменение интенсивности и ширины интерференционных полос. Этот эффект, связанный с наличием в факеле вертикальной составляющей градиента температуры, не усложнил, однако, расчет интерференционной картины. Интерференционные полосы на снимках представляют собой изотермы в плоскости, перпендикулярной к источнику тепла и проходящей через его среднюю часть. Над торцами проволоки наблюдался концевой эффект: факел несколько сужался кверху в вертикальной плоскости, проходящей через источник. Наличие концевой эффекта учитывалось при расчете интерферограмм. Степень сужения факела определялась из теневого снимка, сделанного при повороте модели вокруг вертикальной оси на 90° в условиях, совпадающих с условиями основных опытов. Обработкой интерферограмм определялось поле температуры в факеле над источником. Для воды связь между показателем преломления n и температурой t заимствована из [10], где приведены значения $n = n(t)$ через 1°C . Для промежуточных значений температура вычислялась интерполяцией.

Дальнейшая обработка результатов эксперимента проводилась так же, как и в работе [6]. Теория ламинарной конвекции над линейным источником тепла в безграничной среде [3] дает следующую зависимость температуры в факеле T (по отношению к температуре невозмущенной жидкости, принятой за нуль отсчета) от координат и мощности источника

$$T = \frac{q_l^4 h}{B} x^{-3/5} h(\xi), \quad \xi = \left[\frac{g\beta q_l}{\rho c_p \nu^3} \right]^{1/5} x^{-2/5} y, \quad B = [g\beta \nu^2 \rho^4 c_p^4]^{1/5} \quad (1.2)$$

Здесь $h(\xi)$ — безразмерная функция профиля температуры, ξ — безразмерная переменная, x и y — вертикальная и горизонтальная координаты, отсчитываемые от источника тепла, g — ускорение силы тяжести, β — коэффициент объемного расширения, ν — кинематическая вязкость, ρ — плотность, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $h(\xi)$ находится решением системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$f''' + 3/5 f f'' - 1/5 (f')^2 + h = 0, \quad h' + 3/5 P f h = 0 \quad (1.3)$$

с граничными условиями

$$f = f' = 0 \quad (\xi = 0), \quad f' = h = 0 \quad (\xi = \infty) \quad (1.4)$$

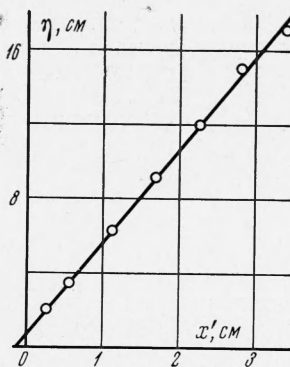
Из (1.2) видно, что в плоскости симметрии факела ($\xi = 0$), где получают максимальные для каждого горизонтального сечения температуры T_m , вертикальная координата x линейно связана с величиной

$$\eta = \left[\frac{q_l^{4/5}}{R T_m} \right]^{5/3} = [h(0)]^{-5/3} x \quad (1.5)$$

Эта величина определяется из эксперимента.

По результатам обработки эксперимента строился график (фиг. 2) зависимости величины η от вертикальной координаты x' , отсчитанной в эксперименте от центра нагреваемой проволоки. Значение комплекса B физических параметров жидкости вычислялось для каждого теплового режима и каждого сечения $x' = \text{const}$ при температуре $t = t_0 + 1/2 T_m$, где t_0 — температура невозмущенной жидкости. На фиг. 2 эта зависимость приведена для воздуха. Каждая точка на графике — результат усреднения данных эксперимента для трех режимов ($q_l = 19.3 \cdot 10^{-3}$, $29.9 \cdot 10^{-3}$ и $45.3 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см} \cdot \text{сек}$). Тот факт, что экспериментальная прямая пересекает ось абсцисс не в начале координат, объясняется конечным диаметром проволоки. Координаты x в выражении (1.5) и x' в эксперименте связаны соотношением $x = x' + 0.12 \text{ см}$. В работе [6] было получено соотношение $x = x' + 0.21 \text{ см}$ (диаметр проволоки, использованной в качестве нагревателя, равен 1 мм). По углу наклона прямой (фиг. 2) найдено максимальное значение безразмерной функции профиля температуры $h(0) = 0.383$, что на 2.4% выше теоретического значения 0.373 по данным [3]. В работе [6] найдено экспериментальное значение $h(0) = 0.315$, что на 15% ниже теоретического.

Лучшее совпадение экспериментальных данных настоящей работы с результатами теории объясняется тем, что конструкция экспериментальной установки, использованной в данной работе, обеспечивает, по-видимому, условия, более близкие к схематизации, принимаемой в теоретических исследованиях. В работе [6] нагреваемая проволока была расположена на расстоянии 30.5 см от дна изолирующей камеры, которое к тому же имело прямоугольное отверстие $18 \times 48 \text{ см}$, затянутое латунной сеткой. Такая конструкция не предусматривала устранение подсоса холодной жидко-

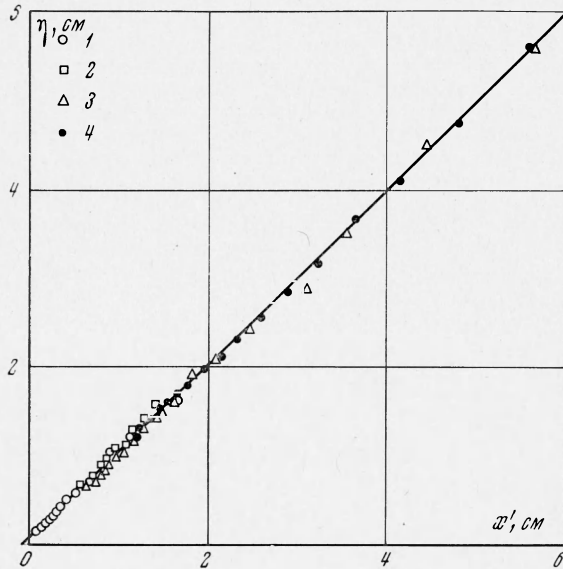


Фиг. 2

сти к факелу из областей, находящихся ниже уровня источника. Это хорошо видно и из фотографий со светорассеивающими частицами, приведенных в [5]. В данной работе объем жидкости, окружающей источник тепла, был ограничен снизу непроницаемой пластиной, которая при этом не влияла на формирование факела в тепловом отношении.

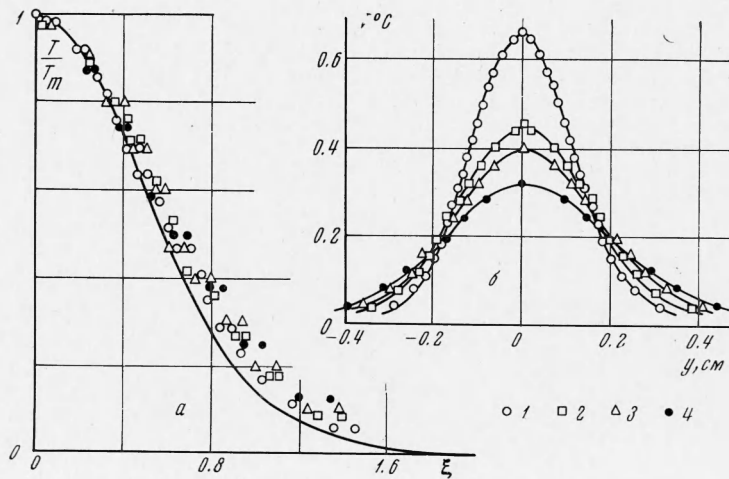
Теория же ламинарной конвекции над линейным источником тепла [3], с которой сравниваются результаты экспериментов, построена в приближении пограничного слоя и не учитывает конвективных явлений, имеющих место ниже уровня источника.

2. Помимо экспериментов с воздухом был исследован конвективный факел над нагретой проволокой в дистиллированной воде для четырех тепловых режимов. Результаты эксперимента с водой представлены на фиг. 3; точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $q_l = 8,69 \cdot 10^{-3}, 39,0 \cdot 10^{-3}, 85,6 \cdot 10^{-3}, 161 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек. Прямая, проведенная по экспериментальным точкам, дает в этом случае соотношение $x = x' + 0,07$ см. Значение $h(0)$, найденное для воды по наклонной прямой фиг. 3, оказалось равным 1,013 со средним значением погрешности по отдельным экспериментальным точкам



Фиг. 3

кам 2,5% (максимальная погрешность 4,7%). В работе [3] не было получено решение уравнений (1.3) для числа Прандтля $P = 7$. Численное интегрирование уравнений (1.3) с граничными условиями (1.4) было выполнено в данной работе для числа $P = 7$ методом конечных разностей. Значение $h(0)$ получилось равным $0,951 \pm 1,2\%$. Таким образом, в пределах погрешности эксперимента найдено хорошее согласие эксперимента с теорией для воды.



Фиг. 4

На фиг. 4, б приведены размерные профили температуры в нескольких сечениях конвективного факела в воде для теплового режима $q_l = 85,6 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек. Здесь же (фиг. 4, а) приведен безразмерный профиль температуры в факеле по результатам решения уравнений (1.3) для $P = 7$ (сплошная кривая) и результаты эксперимента

($q_l = 85.6 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек; экспериментальные точки 1, 2, 3, 4 соответствуют сечениям на расстояниях 2.9, 5.5, 6.4, 8.7 см от центра нагреваемой проволоки).

Для одного из тепловых режимов были измерены профили скорости в нескольких сечениях факела в воде. Скорости измерялись путем фотографирования светорассеивающих частиц алюминиевой пудры, подмешанных к жидкости, при стробоскопической подсветке потока.

По результатам обмера фотографий строились размерные профили вертикальной скорости в факеле, а затем по известным размерным профилям температуры в тех же сечениях вычислялось значение интеграла

$$I = 2\rho c_p \int_0^{\infty} uTdy$$

характеризующего величину плотности потока тепла, переносимого факелом. Результаты приведены в таблице. Значения интеграла I для различных сечений с точностью не хуже 1.4% совпадают со значением тепловой мощности, рассеиваемой источником ($q_l = 85.6 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек).

В таблице приведены также результаты сравнения толщины теплового и динамического пограничных слоев для факела в воде по данным эксперимента и результатам численного решения уравнений (1.3). Величина δ_T (или δ_g) с индексом $1/4$ есть расстояние по горизонтали от плоскости симметрии факела, на котором температура или вертикальная скорость в данном сечении убывает в четыре раза по отношению к максимальным значениям. Как видно из таблицы, эти результаты также находятся в согласии. Соотношение между толщинами теплового и динамического пограничных слоев, полученное в данной работе, согласуется и с результатами приближенного решения

$$k = \frac{\delta_T}{\delta_g} \sqrt{P}$$

где значение константы k , не зависящей от числа P , для факела близко к 1.1.

Этот результат получен И. Г. Севруком в Пермск. гос. ун-те.

Автор благодарит В. Д. Зимина и Н. В. Рыжанову за помощь при численном решении уравнений (1.3).

Поступила 7 VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. Предельные законы свободно-восходящих конвективных потоков. ЖЭТФ, 1937, т. 7, вып. 12.
2. С е в р у к И. Г. Ламинарная конвекция над линейным источником тепла. ПММ, 1958, т. 22, вып. 4.
3. F u j i i T. Theory of the steady laminar natural convection above a horizontal line heat source and a point heat source. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1963, vol. 6, No. 7.
4. B r a n d R. S., L a h e y F. J. The heated laminar vertical jet. J. Fluid Mech., 1967, vol. 29, No. 2.
5. B r o d o w i c z h K., K i e r k u s W. T. Experimental investigation of laminar free-convection flow in air above horizontal wire with constant heat flux. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1966, vol. 9, No. 2.
6. F o r s t r o m R. J., S p r a g g o w E. M. Experiments on the buoyant plume above a heated horizontal wire. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1967, vol. 10, No. 3.
7. Г р е б е р Г., Э р к С., Г р и г у л ь У. Основы учения о теплообмене. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
8. В а с и л ь е в Л. А. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
9. А б р у к о в С. А. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Казань, Изд-во Казанск. ун-та, 1962.
10. И о ф ф е Б. В. Рефрактометрические методы химии. Л., Госхимиздат, 1960.