

В уравнениях (1), (2) за характерные параметры приняты диаметр цилиндра и температура набегающего потока.

Поступила 4 V 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Merkin I. H. Mixed convection from a horizontal circular cylinder.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1977, vol. 20, p. 73—77.
2. Sparrow E. H., Lee L. Analysis of mixed convection about a horizontal cylinder.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1976, vol. 19, p. 229—231.
3. Joshi N. D., Sukhatme S. P. An analysis of combined free and forced convection heat transfer from a horizontal circular cylinder.— J. Heat Transfer, 1971, vol. 11, p. 441—448.
4. Hatton A. P., James D. D., Seville H. W. Combined forced and natural convection with low speed air flow over horizontal cylinders.— J. Fluid Mech., 1970, vol. 42, pt 1, p. 17—31.
5. Fand R. M., Keswani R. Combined natural and forced convection heat transfer from horizontal cylinders to water.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1973, vol. 16, p. 1175—1191.
6. Остьюзен П. Х., Медэн С. Смешанная конвективная теплоотдача от горизонтальных цилиндров в воздухе.— Теплопередача, сер. С, 1971, № 2.
7. Sarma T. S., Sukhatme S. P. Local heat transfer from a horizontal cylinder to air in cross flow: influence of free convection and free stream turbulence.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1977, vol. 20, p. 51—56.
8. Семенов Ю. П., Беляков В. А., Грудников Л. В., Дмитроц В. А., Левин А. Б. Экспериментальное исследование теплообмена на горизонтальных цилиндрах в условиях смешанной конвекции воздуха.— В кн.: Вопросы теплопередачи. М., МЛТИ, 1976.
9. Семенов Ю. П., Беляков В. А., Левин А. Б. Измерение скорости в пограничном слое при естественной и смешанной конвекции воздуха около горизонтального цилиндра с помощью ЛДИС.— В кн.: Методы лазерной диагностики в гидроаэродинамике. Материалы международной школы-семинара. Минск, 1978.
10. Richardson P. C. Convection from heated wires at moderate and low Reynolds numbers.— AIAA J., 1965, N 3.

УДК 532.529.

### СТРУКТУРА ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ

*Н. Н. Елин, О. В. Кларчук*

(Москва)

Постоянно изменяющаяся в пространстве поверхность раздела между жидкостью и газом в двухфазном потоке приводит к тому, что локальные значения скоростей фаз, давления, газосодержания и другие характеристики находятся в существенной зависимости от пространственных переменных и времени. В этой связи весьма важно исследовать статистическую структуру двухфазного потока как в пространстве, так и во времени. Важной частью таких исследований является изучение пространственных и временных корреляций пульсаций давления. Корреляционные и спектральные функции позволяют определить частоту пульсаций скорости, оценить связь между пульсациями в различные моменты времени в разных сечениях трубы, по ним можно определить масштабы турбулентных возмущений в газожидкостном потоке, несущих большую часть энергии пульсационного движения.

Измерения пульсирующего давления в газожидкостном потоке [1] показали, что амплитуда и частота пульсаций давления меняются с изменением скорости потока, газосодержания и зависят от режима течения смеси. В работе [2] сделана попытка создать метод классификации режимов течения двухфазных смесей на основе распределения спектральной плотности пульсаций давления на стенке. Измерению скорости распространения и интенсивности пульсаций давления в восходящем пузырьковом потоке фреона-12 посвящена работа

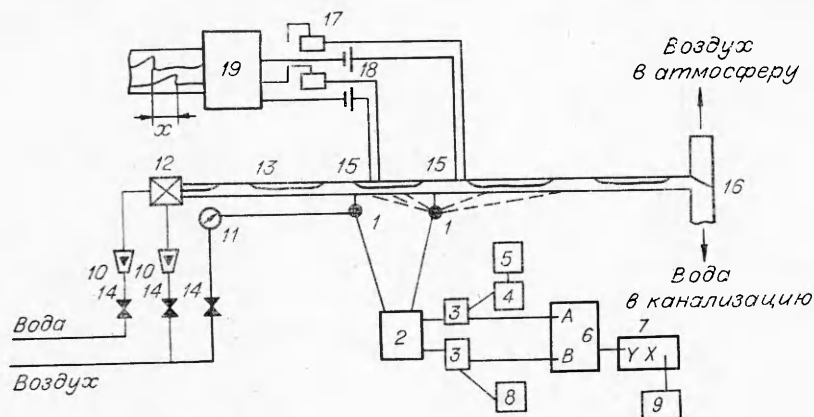
[3]. В работе [4] осциллограммы пульсаций давления в вертикальном восходящем воздушно-водяном потоке использовались для вычисления таких статистических характеристик, как пространственные корреляции, спектральное распределение и интенсивность пульсаций давления. Авторы предлагают представить пульсационную составляющую давления в виде «локального» компонента, пространственно-корреляционная функция которого быстро стремится к нулю, и «структурного» с пространственно-корреляционной функцией, имеющей почти периодический характер.

Особый интерес представляет поведение статистических характеристик пульсаций давления в горизонтальных трубах. Дело в том, что горизонтальный двухфазный поток в отличие от вертикального несимметричен относительно оси трубы, здесь имеют место значительно большие длины пробок, может существовать расслоенная структура течения, для которой характерна нелинейная связь истинного газосодержания с расходным.

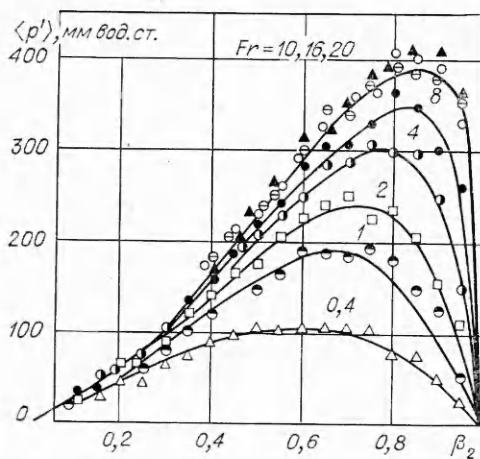
Поскольку двухфазный поток можно рассматривать как статистически-стационарный процесс [4, 5], начало измерений может быть выбрано произвольно, при условии, что время измерения достаточно велико (значительно больше характерного периода пульсаций). Применяя свойство эргодичности, можно выполнить измерения таких характеристик, как интенсивность пульсаций давления в данном сечении  $\langle p'(L) \rangle$ , коэффициенты пространственно-временной  $R(L, \tau)$ , пространственной  $R(L)$  и автокорреляции  $R(\tau)$ .

Измерение указанных характеристик в горизонтальной трубе проводилось на экспериментальной установке, принципиальная схема которой показана на фиг. 1. Воздух из компрессора и вода из водопроводной сети через вентили 14 подводились в смеситель 12, выполненный в виде обычного тройника. Особое внимание обращалось на организацию выхода смеси из экспериментального участка 13. Конструкция выхода подбиралась таким образом, чтобы исключить пульсации давления, вызванные гидравлическими ударами при выходе смеси из экспериментального участка в сепаратор 16. После прохождения через экспериментальный участок смесь свободно сливалась в сепаратор, смонтированный непосредственно на рабочем участке. Выбранная схема позволила также избежать пульсаций, обусловленных вращением насоса, а также различными поворотами на входе и выходе из экспериментального участка. Пульсации подобного рода отмечались в [3], полученные там спектры пульсаций давления имели максимумы на частотах, соответствующих частоте вращения насоса и кратных ей.

Для измерения расходов компонентов смеси использовались ротаметры 10 типа РС-3А, РС-3 для воздуха и РС-5, РС-7 — для воды. Экспериментальный участок длиной 6 м был собран из стеклянных труб внутренним диаметром 15,2 мм. Датчики давления 1 располагались по длине трубы



Фиг. 1



Ф и г. 2

с интервалами 0,05; 0,05; 0,1; 0,15; 0,3 и 0,4 м. Первый по направлению течения датчик находился на расстоянии 2,7 м от входа в трубу. В качестве датчиков давления использовались мембранные тензодатчики, чувствительность которых составляла 2 мм вод. ст. на 1 мм шкалы осциллографа 8. На мембраны датчиков подавалось противодействие, величина которого подбиралась с помощью манометра 11 так, чтобы датчики работали на линейном участке характеристики. Сигнал с датчиков давления усиливался тензостанцией 2 типа ТА-9.

Для измерения статистических характеристик пульсаций давления использовался комплект аппаратуры фирмы «Диза-Электроник». С тензостанции сигнал подавался на согласующий блок 3 (блок 55Д25), позволяющий варьировать уровнем сигнала, от согласующего блока сигнал подавался на блок 4, измеряющий среднеквадратичное отклонение сигнала от его средней величины. В зоне малых и средних газосодержаний ( $\beta < 0,7$ ), где периоды пульсаций невелики, среднеквадратичное отклонение измерялось в интервале осреднения 3 с, а в зоне больших газосодержаний ( $\beta > 0,7$ ) — при осреднении за 10 с, так как здесь периоды пульсаций значительно больше.

Для измерения корреляционных функций на вход коррелятора 6 (блок 55Д75) подавались сигналы одинаковой амплитуды от двух датчиков через согласующие блоки. Грубая регулировка уровней производилась на тензостанции, тонкая — на согласующих блоках и корреляторе. С выхода коррелятора сигнал подавался на вход Y самописца 7. На вход X самописца подавался сигнал с блока задержки времени 9 (блок 55Д75 + 55В01). Во всех опытах время интегрирования было равно 10 с, время максимального смещения корреляционных функций — 100 мс.

Измерения интенсивности пульсаций давления проводились при числах Фруда смеси 0,4; 1; 2; 4; 8; 10; 16; 20, расходное газосодержание изменялось от 0 до 1 с интервалом 0,05 для каждого Fr. Результаты опытов представлены на фиг. 2.

При закрепленном числе Fr интенсивность пульсаций давления сначала растет с увеличением расходного газосодержания, достигая максимума при  $\beta = 0,7-0,9$ , а затем резко падает. Это, по-видимому, связано со сменой режима течения смеси. При  $\beta > 0,9$  частота следования жидких перемычек снижается и течение переходит в расслоенное. Для определения границы перехода из пробкового течения в расслоенное были использованы опытные зависимости по истинному газосодержанию, полученные методом отсечек [6]. Переход к расслоенному течению характеризуется нарушением линейной зависимости между расходным и истинным газосодержанием и фиксировался по местоположению перегиба на кривой  $\varphi = \varphi(\beta)$ . Максимальная интенсивность пульсаций давления имеет место в области пробкового течения, примыкающей к границе раздела пробковой и расслоенной структур. Такое течение характеризуется большими длинами и низкими частотами следования газожидкостных пробок.

При увеличении скорости смеси (числа Фруда) интенсивность пуль-

саций возрастает, кривые  $\langle p' \rangle = f(\beta)$  становятся круче, максимумы смещаются в зону более высоких газосодержаний. При значениях  $Fg \approx 10$  наступает автомодельность интенсивности пульсаций давления по числу Фруда смеси. В этой связи интересно отметить также автомодельность истинного газосодержания по числу Фруда при  $Fg > 4$ , наблюдавшуюся многими авторами [6].

Интенсивность пульсаций давления в пробковом потоке связана с такими характеристиками, как скорость жидких пробок и их длина. Скорость жидких пробок  $c$  измерялась с помощью двух электрощупов 15, помещенных в поток. Щупы были выполнены из медной электроизолированной проволоки диаметром 0,5 мм. Неизолированные торцы вводились в поток на расстоянии 1—1,5 мм от верхней образующей трубы, ответным электродом служила рабочая жидкость. К электродам подавалось постоянное напряжение от гальванического элемента 18 типа 165У, которое регулировалось потенциометрами 17. Ток в цепи электрощупов регистрировался на шлейфовом осциллографе 19 Н-700. По резкому возрастанию тока фиксировалось прохождение жидкой пробки. По осциллограммам записи токов с двух электрощупов, расположенных на расстоянии  $L$  друг от друга, можно было рассчитать скорость пробки  $c = WL/x$  ( $x$  — расстояние на ленте между импульсами в цепи электрощупов при прохождении одной и той же пробки,  $W$  — скорость протяжки ленты). Длина жидкой пробки рассчитывалась по формуле  $l_{ж} = cy/W$  ( $y$  — расстояние на ленте, где наблюдается резкое возрастание тока).

Расстояние между электрощупами изменялось от 0,15 м при измерении скорости и длины коротких пробок ( $\beta = 0,3—0,4$ ) до 1 м, когда пробки имеют большую длину ( $\beta = 0,85—0,9$ ). Во всех опытах, где имела место пробковая структура течения, скорость пробок оказалась близкой к средней по сечению истинной скорости газа. В работе [7] получен аналогичный результат путем измерения скорости газовых снарядов в вертикальной трубе, при этом электроды помещались на оси трубы.

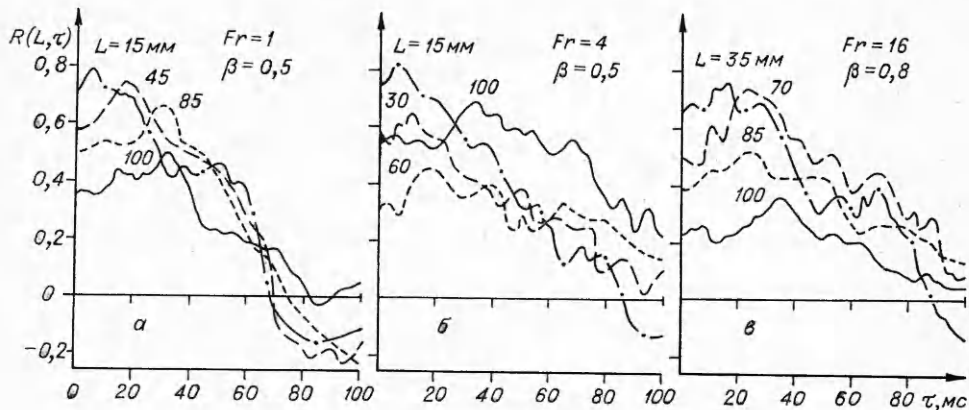
Скорость пробок в области перехода из пробкового течения в расслоенное с волновой поверхностью раздела фаз оказалась почти во всех опытах меньше скорости газа. Это объясняется тем, что при такой форме течения имеет место значительное «проскальзывание» газа над поверхностью волн.

Ценную информацию о структуре течения двухфазной смеси дает изучение пространственных и временных корреляций пульсаций давления. Пространственно-временные корреляции пульсаций давления в экспериментальном участке приведены на фиг. 3 для трех значений чисел  $Fg$  при  $\beta = 0,5$ . На полученных записях абсцисса каждой точки соответствует времени смещения  $\tau$ , а ордината — коэффициенту корреляции  $R(L, \tau)$ , величина которого осреднена за время 10 с. В опытах установлено, что при малых значениях скорости смеси кривые  $R(L, \tau)$  имеют четко выраженные максимумы на всех расстояниях между датчиками. Это позволяет достаточно просто определить время оптимального запаздывания для различных положений датчиков. При этом интересно отметить, что временной радиус этих функций возрастает с увеличением числа  $Fg$ , а абсолютные значения максимальных коэффициентов корреляции с ростом  $Fg$  снижаются.

Скорость распространения пульсаций давления определялась по положению максимумов пространственно-временных корреляций по формуле

$$(1) \quad w_p = L/\tau_{\max},$$

где  $\tau_{\max}$  — время смещения, при котором  $R(L, \tau)$  достигает максимального значения;  $L$  — расстояние между датчиками.



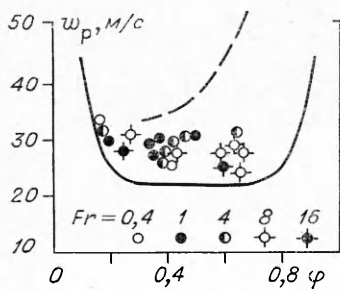
Ф и г. 3

Величина скорости распространения пульсаций давления, рассчитанная по формуле (1) (фиг. 4), оказалась для всех чисел Фруда и газосодержаний больше скорости звука при изотермическом течении смеси, теоретически полученной и измеренной в [6, 8] (сплошная линия).

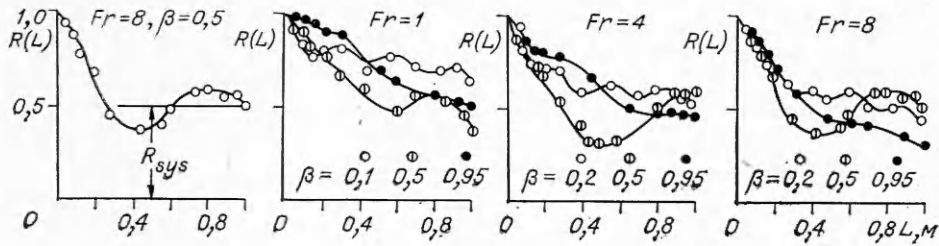
В работе [9] измерена скорость звука в вертикальном воздушно-водяном потоке и сделан вывод, что распространение звуковых сигналов происходит по ядру потока и скорость звука в значительной степени зависит от распределения фаз по сечению трубы. Сравнение наших опытных данных с результатами работ [8, 9] представлено на фиг. 4. Существенное расхождение с данными [9] (штриховая линия) можно объяснить тем, что в наших опытах измерения проводились при пробковой структуре течения смеси, а в работе [9] — при дисперсно-кольцевой, когда распределение фаз более неравномерно, а следовательно, звуковые волны распространяются быстрее, чем в пробковом потоке.

В работе [8] скорость звука определялась с помощью малоинерционных мембранных манометров как скорость распространения упругой волны, возникавшей в результате мгновенного перекрытия потока. Структура потока при этом нарушалась, профиль локальной концентрации становился более равномерным, и звуковые волны распространялись медленнее, чем в наших опытах.

Типичные пространственно-корреляционные функции  $R(L)$  пульсаций давления для чисел  $Fr = 1; 4$  и  $8$  приведены на фиг. 5. Величина  $R(L)$  определялась по показаниям коррелятора при нулевом значении задержки времени. Время осреднения в этих опытах составляло 10 или 30 с. Коэффициенты  $\bar{R}(L)$  уменьшаются с ростом расстояния. В общем случае функции  $R(L)$  не становятся равными нулю, а постепенно приближаются к некоторой величине  $R_{sys}$  или колеблются около нее. Полученные данные подтверждают опыты работы [5], где установлено, что переменная во времени составляющая статического давления состоит из двух элементов  $p_{sys}$  и  $p'_{loc}$ . Считается, что составляющая  $p_{sys}$  действует по всей длине трубы и, вероятно, обусловлена общим уровнем пульсаций давления при данных значениях  $Fr$  и  $\beta$ . Величина  $p'_{loc}$  проявляется в сечении трубы и вызвана локальными отклонениями давления от среднего уровня пульсаций.



Ф и г. 4



Фиг. 5

Нужно отметить, что все полученные пространственно-корреляционные функции характеризуются несколькими пиками с максимальными значениями  $R(L)$ . Видно, что кривые для  $\beta = 0,1$  имеют большее число пиков по сравнению с другими значениями расходного газосодержания. Это объясняется тем, что при  $\beta = 0,1$  длины жидкостных пробок невелики и на расстоянии максимального сдвига датчиков их размещается столько, сколько пиков на кривой  $R(L)$ . В опытах отмечено также уменьшение абсолютного значения  $R(L)$  с ростом скорости потока. Также нужно отметить, что с увеличением расходного газосодержания, когда пробковый поток вырождается и намечается переход к расслоенной структуре, величины  $R(L)$  резко снижаются.

Для того чтобы получить запись автокорреляционной функции пульсаций давления, на вход обоих каналов  $A$  и  $B$  коррелятора сигнал подавался от одного датчика. Коэффициент автокорреляции имеет свойство приближаться к нулю с увеличением времени запаздывания  $\tau$ .

Временной радиус автокорреляционных функций при  $Fr = \text{const}$  увеличивается с ростом расходного газосодержания. Одновременно растет амплитуда периодической составляющей пульсаций давления в области больших временных сдвигов.

Проведенные измерения корреляционных функций пульсаций давления позволяют определить внешние масштабы турбулентности газожидкостного пробкового потока.

По определению внешний или интегральный масштаб турбулентности

$$(2) \quad \Lambda = \int_0^{\infty} R(L) dL$$

характеризует собой наиболее крупные возмущения в потоке.

Однако расчет по формуле (2) дает бесконечно большие значения  $\Lambda$ , поскольку пространственные корреляции с увеличением расстояния между датчиками приближаются к некоторой величине  $R_{\text{sys}}$ , в общем случае не равной нулю (см. фиг. 5).

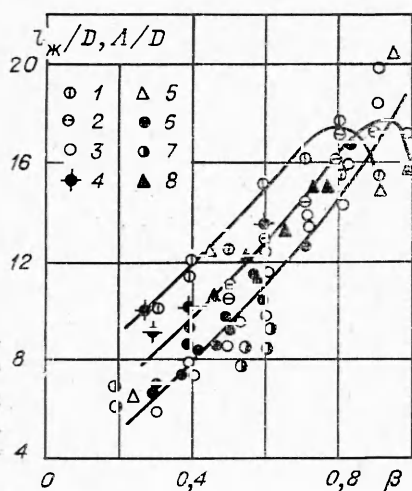
Значения  $\Lambda$  вычислялись по формуле

$$(3) \quad \Lambda = \int_0^{\infty} [R(L) - R_{\text{sys}}] dL.$$

С другой стороны, внешний масштаб турбулентности можно найти интегрированием автокорреляционной функции

$$(4) \quad \Lambda = w_p \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau,$$

где  $w_p$  определяется по формуле (1).



Фиг. 6

Сопоставление показывает, что интегральные или внешние масштабы турбулентности газожидкостного потока (размеры наиболее крупных возмущений) имеют порядок длины жидкой пробки.

Анализ полученных результатов позволяет установить существование взаимосвязи в закономерностях изменения интегральных масштабов турбулентности газожидкостного потока  $\Lambda$ , длин жидких пробок  $l_{ж}$ , интенсивности пульсаций давления и истинного газосодержания  $\varphi$  от определяющих критериев двухфазного потока (числа Фруда и расходного газосодержания).

Прежде всего необходимо отметить автомодельность указанных величин по числу Фруда смеси, наступающую приблизительно при одних и тех же значениях  $Fr \approx 4-10$ .

С физической точки зрения это можно объяснить тем, что при увеличении числа Фруда инерционные силы играют все большую роль по сравнению с гравитационными и, наконец, при  $Fr > 10$  намного превосходят их [5]. С этого момента силы тяжести не оказывают почти никакого влияния на структуру потока (на форму поверхности раздела), что и приводит к стабилизации масштабов турбулентности газожидкостного потока.

Величины  $\Lambda$ ,  $l_{ж}$ ,  $\langle p' \rangle$  достигают своих максимальных значений в зоне перехода к расслоенному течению смеси (см. фиг. 6), а затем резко уменьшаются.

Проведенное исследование позволяет дать качественное описание механизма пульсаций давления в газожидкостном потоке. Возникшая вследствие неустойчивости поверхности раздела пульсация концентрации порождает пульсацию давления, которая распространяется в потоке со скоростью звука. Эксперимент показывает, что масштабы энергосодержащих пульсаций значительно больше масштабов турбулентности однофазного потока [10] и близки по величине к длине жидкой части пробки.

Таким образом, можно с полным основанием говорить о существовании в двухфазных потоках пульсаций гидродинамических величин двух видов: мелкомасштабных, аналогичных пульсациям однофазного потока, и крупномасштабных, обусловленных пульсацией концентрации, с масштабами, близкими к длине жидкой части пробки (характерный размер неоднородности потока).

Характеристики пульсаций давления существенно зависят от структуры газожидкостных пробок. В наших опытах пробковый поток харак-

При вычислении интегралов в формулах (3), (4) использован метод графического интегрирования, результаты расчета приведены на фиг. 6 (1 —  $Fr = 10$ ; 2 —  $Fr = 4$ ; 3 —  $Fr = 16$  — расчет по (3); 4 —  $Fr = 1$ ; 5 —  $Fr = 4$ ; 6 —  $Fr = 16$  — расчет по (4); 7, 8 — по данным [4]).

Вычисления по формулам (3), (4) дают приблизительно одинаковые результаты. Значения интегральных масштабов  $\Lambda$ , вычисленные по результатам измерений [4] по формуле (3), удовлетворительно согласуются с нашими данными.

На фиг. 6 приведено сопоставление внешних масштабов турбулентности с измеренными значениями длин жидких пробок  $l_{ж}$  (сплошные линии).

теризовался четкой поверхностью раздела фаз и почти периодической сменой пробок жидкости и газа, что присуще трубам малых диаметров. Вследствие этого величины  $R_{суб}$  для одних и тех же чисел Фруда и газосодержаний были выше, чем полученные в работе [4] для более неустойчивых газонасыщенных пробок, характерных для труб диаметром больше 30 мм.

Поступила 20 III 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов Н. И. Пульсации давления при течении газожидкостных смесей в трубах.— Теплоэнергетика, 1959, № 1.
2. Хаббард М. Д., Даклер А. Э. Характеристики режимов течения газожидкостного двухфазного потока.— В кн.: Достижения в области теплообмена. М., Мир, 1970.
3. Davis M. R. Pressure fluctuations in a vapor-liquid mixture flow.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1973, vol. 16, N 11.
4. Nishikawa K., Sekoguchi K., Fukano T. On the pulsation phenomena in gas-liquid two-phase flow.— Bull. ISME, 1969, vol. 12, N 54.
5. Мамаев В. А. Трубопроводный транспорт газожидкостных смесей ТНТО. М., ВНИИОЭНГ, 1969.
6. Мамаев В. А., Одишария Г. Э., Семенов Н. И., Точигин А. А. Гидродинамика газожидкостных смесей в трубах. М., Наука, 1969.
7. Исследование турбулентных течений двухфазных сред. Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск, изд. ИТФ СО АН СССР, 1973.
8. Костерни С. И., Семенов Н. И. Результаты исследования скоростей звука в движущихся газожидкостных смесях.— Теплоэнергетика, 1964, № 6.
9. Evans R. G., Gouse S. W. Jr., Bergles A. E. Pressure wave propagation in adiabatic slug-annular-mist two-phase gas-liquid flow.— Chem. Eng. Sci., 1970, vol. 25, p. 569—582.
10. Ротта П. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., Судостроение, 1967.

УДК 533.6.011.55 : 536.244

#### ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

М. Н. Ролин, Р. И. Солоухин, Ф. Б. Юревич

(Минск)

В работах по исследованию радиационно-конвективного теплообмена при гиперзвуковом обтекании затупленных тел и течений излучающего газа за скачком уплотнения не рассматривалось влияние отражения лучистой энергии от поверхности на характеристики течения и теплообмена [1—5]. Представляет интерес проведение расчетов радиационно-конвективного теплообмена с учетом отражения излучения от поверхности тела с целью выявления влияния этого эффекта на величины лучистого и конвективного потоков к стенке. Поскольку производится оценка физического эффекта, в качестве примера целесообразно ограничиться рассмотрением условий в окрестности точки торможения осесимметричного затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком воздуха. При этом можно ожидать, что поглощение излучения, отраженного от стенки, приведет к перераспределению как поля температур в пристеночном слое, так и баланса радиационных потерь излучающего слоя.