

УДК 532.58.31:536.42

© 1994 г. М. Е. ДЕЙЧ, М. Ю. ОЩЕПКОВ, А. А. ТИЩЕНКО

ПОПЕРЕЧНОЕ ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРА ОКОЛОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ КОНДЕНСИРУЮЩЕГОСЯ И ВЛАЖНОГО ПАРА

Теневым и интерферометрическим методами и методом лазерного зондирования исследовано поперечное обтекание цилиндра в диапазоне чисел Маха натекающего потока $M_a = 0,5-1,2$ при докритических числах Рейнольдса Re_d и различном начальном состоянии пара. Получены подробные распределения давлений и измерены пульсации давления на поверхности цилиндра, определены зависимости числа Струхала от скорости и термодинамических параметров потока. При обтекании цилиндра однофазным потоком пара наибольшие пульсации имеют место в области отрыва на режимах, отвечающих околозвуковому кризису сопротивления. Показано, что спонтанная конденсация в вихревом следе и местных сверхзвуковых зонах может вызывать увеличение периодических пульсаций давления в области отрыва, причем максимальное возрастание пульсаций отмечено при достижении критического отношения давлений в кормовой части. Начальная влажность пара оказывает наибольшее влияние на характеристики периодического отрыва при дозвуковых скоростях потока, а при сверхзвуковом обтекании приводит к существенному росту уровня низкочастотных пульсаций давления в лобовой части цилиндра.

Отрывные течения в ступенях паровых турбин, работающих в зоне Вильсона, обладают важной особенностью: повышенная турбулентность в области отрыва способствует спонтанной конденсации, чему предположено теоретическое обоснование в [1]. В работе [2] измерены пульсации давления в вихревом следе за пластиной при числе Маха основного потока $M_\infty = 0,65$; обнаружено возрастание пульсаций давления при переходе через состояние насыщения. Влияние критериев M_∞ и Re_d на процессы вихреобразования и конденсации в ближнем следе подробно изучено в [3], где исследовано явление влагообразования в нестационарных зонах разрежения над пластиной при околозвуковых скоростях течения ($M_\infty = 0,85$ и $0,95$). В [4] приводятся разнообразные экспериментальные данные, полученные при измерениях пульсаций давления в сопловых и рабочих решетках, в суживающихся соплах, в отрывных областях за соплом и свидетельствующие о связи между уровнем гидродинамической турбулентности и увеличением пульсаций давления вследствие спонтанной конденсации.

Здесь и далее: d — диаметр, l — высота цилиндра, θ — угловая координата, отсчитываемая от точки полного торможения $\theta = 0^\circ$ до $\theta = 180^\circ$, f — частота. Индексы: 00 — параметры торможения, 0 и 120 — параметры в точках $\theta = 0$ и 120° соответственно; a и ∞ — статические параметры на срезе сопла (в данных опытах) и в основном потоке (в цитируемых работах) соответственно.

Наиболее отчетливо особенности отрывных течений можно изучить, исследуя плохообтекаемые тела. В этом смысле богатый материал представляет поперечное обтекание цилиндра — задача, служащая «полигоном» для многих численных методов [5]. Такое течение в условиях однофазной воздушной среды хорошо изучено в широком диапазоне M_∞ и Re_d , определены зависимости числа Струхала Sh и коэффициента сопротивления c_x от указанных критериев [6—8]. В работе [9] исследовано обтекание цилиндра ($l/d = 2,8$) при $M_\infty = 0,2-0,9$, причем число

$Sh \approx 0,18$, определенное по результатам теневой кино съемки, практически не менялось с ростом M_∞ , поскольку число Рейнольдса не превышало критическое $Re_d \approx 5 \cdot 10^5$.

Следуя устоявшейся терминологии [6], под «критическим» понимаем число Рейнольдса, при котором происходит переход к турбулентному отрыву с резким падением c_x , отсюда и режимы «докритические», «транскритические» и «закритические». Число Маха, при котором происходит околозвуковой кризис сопротивления, сопровождающийся резким ростом c_x , называем «кризисным», а режимы — «докризисными» и «закризисными». Критическое отношение давлений, при котором достигается скорость звука: $\varepsilon_* = p/p_0 = 0,546$ для перегретого пара и $\varepsilon_* = 0,576$ для насыщенного и влажного пара.

Возникновение в области отрыва местных сверхзвуковых зон, связанных со сходом вихрей, переход к устойчивому парному вихрю (см. [5]) за цилиндром и формирование волнового спектра обтекания с ростом M_∞ подробно проиллюстрированы в альбоме [10], где также приводятся аналогичные картины обтекания сферы.

Пульсации давления при обтекании цилиндра были измерены как в следе [11], так и на поверхности цилиндра [12—14]. Опыты [12] и [13], проведенные на малоскоростных аэродинамических трубах, подтверждают существенное влияние Re_d , степени турбулентности основного потока и шероховатости цилиндра на характеристики регулярного вихреобразования. Результаты [14], полученные для $0,3 \leq M_\infty \leq 3,0$, показывают, что наибольший суммарный среднеквадратичный уровень пульсаций давления достигается в миделевом сечении цилиндра ($l/d = 4$) при околозвуковых скоростях потока ($M_\infty = 0,88$). На дозвуковом режиме обтекания ($M_\infty = 0,44$) обнаружены две зоны наибольших пульсаций при $\theta \approx 60$ и 120° , связанные, по-видимому, с осцилляциями точки отрыва основного потока и точки присоединения возвратного течения. При $M_\infty = 2$ и 3 отмечено снижение общего уровня пульсаций на всей поверхности цилиндра, что объясняется переходом к стационарному отрыву при $M_\infty > 1$. Измерения [14] произведены с шагом по углу $\Delta\theta = 10-30^\circ$ и дают не вполне детальную картину распределения пульсаций давления на поверхности цилиндра.

Результаты исследования влияния двухфазности при малых числах Маха на развитие кризиса сопротивления представлены в [4]. В потоке с крупными каплями зависимости $c_x(Re_d)$ для шара обнаруживают значительное сокращение автомодельной области и смещение критического значения числа Рейнольдса до $Re_d = 10^4-10^5$, что объясняется повышенной турбулентностью двухфазного потока и пограничного слоя. Кризис сопротивления менее выражен: снижение c_x не столь значительно, как в однофазной среде [4].

Обтекание короткого ($l/d = 2$) цилиндра потоком несжимаемого ($M_\infty < 0,3$) запыленного воздуха исследовано в [15]. Изучено влияние концентрации и дисперсности твердых частиц (монодисперсные корундовые порошки) на коэффициент сопротивления цилиндра c_x при околокритических числах Рейнольдса набегающего потока (значение $Re_d = 0,6-3,5 \cdot 10^5$ определялось по параметрам несущей фазы). При данных значениях Re_d введение в поток весьма малых количеств твердой фазы приводит к более чем двукратному снижению c_x , что автор [15] объясняет турбулизацией пограничного слоя и смещением точки минимума давления от $\theta_m = 60$ до 90° . Результаты [15] хорошо коррелируют с данными [8] и [12], показывающими, что увеличение степени турбулентности потока или шероховатости цилиндра резко снижает критическое значение Re_d .

1. Методика исследования. Опыты проведены на пародинамическом стенде МЭИ [4]. В рабочей части сечением 40×110 мм размещалось профилированное суживающееся сопло с площадью среза 40×84 мм. На расстоянии 100 мм от среза сопла располагался цилиндр длиной $l = 40$ мм и диаметром $d = 10$ мм. Давление торможения пара перед соплом поддерживалось постоянным $p_{00} = 9,8 \cdot 10^4$ Па, начальный перегрев пара плавно менялся от $\Delta T_{00} = 70$ К до состояния насыщения, после чего в ресивер вводилась крупнодисперсная (диаметр капель 30—50 мкм) форсуночная влага и достигалась начальная влажность пара $y_{00} = 3-15\%$. Скорость истечения v_a и значение M_a определялись по результатам измерений давления торможения p_{00} и температуры торможения T_{00} перед соплом и статического давления p_a на срезе сопла.

В условиях вакуумного пародинамического стенда невозможно проведение опытов в открытой рабочей части. Площадь сопла, используемого в закрытой рабочей части, ограничена возможностями конденсатора установки [4], что не позволяет изучать обтекание, пренебрегая влиянием стенок и границ струи.

В ходе методической подготовки опыта производились измерения статического давления вдоль боковой стенки рабочей части как без цилиндра, так и с установленным цилиндром. В первом случае при $M_a < 1$ давление вдоль рабочей части практически не менялось. Переход к сверхзвуковому режиму истечения из суживающегося сопла можно осуществить достаточно плавно за счет того, что происходит «сброс» части пограничного слоя во внезапное расширение за соплом [8, 16] и линия перехода располагается внутри сопла вблизи среза. В отсутствие цилиндра при $M_a > 1$ происходило ускорение потока вдоль рабочей части; наблюдения в теневой прибор обнаружили обычный веер волн разрежения, усиливающихся с ростом M_a .

Установка цилиндра привела к изменению картины течения в рабочей части: при дозвуковых скоростях истечения давление вдоль рабочей части незначительно возрастало от среза сопла до цилиндра; при $M_a > 1$ центрированные волны разрежения ослаблялись и статическое давление до головного скачка уплотнения снижалось слабо. Характерно, что первоначально цилиндр размещался на расстоянии 60 мм от среза сопла, что вызывало режим «запирания», и только удаление цилиндра от среза позволило обеспечить рабочий диапазон $M_a = 0,5-1,2$.

Исследования при околосвуковых скоростях затруднены: уже при $M_{\infty} = 0,8$ возмущения передаются поперек потока на десятки размеров тела и даже применение перфорации рабочей части не исключает искажения картины обтекания [6]. Поскольку целью данной работы являлось изучение влияния начального состояния пара на характеристики обтекания цилиндра околосвуковым потоком, то проведение сравнительного анализа результатов с учетом реальной картины течения в закрытой рабочей части представляется методически правильным решением задачи исследования.

Боковыми стенками рабочей части служили оптические стекла, имевшие глухие отверстия для закрепления цилиндра. Визуальные наблюдения проводились с помощью теневого прибора ИАБ-451 в свете стробоскопической газоразрядной лампы с плавным регулированием частоты вспышек. Теневая съемка производилась скоростной камерой СФР-2М в свете ртутной лампы ДРШ-250.

Интерферограммы были получены с помощью зеркальной сдвиговой приставки РП-452 к теневому прибору [17] как в бесконечно широкой полосе, так и в полосах конечной ширины. Съемка производилась в свете ртутной лампы через фильтр, пропускающий зеленую линию ртути (546 нм). Горизонтальный сдвиг составлял, как правило, $d/2$ — при этом должна обеспечиваться значительная разность хода в поле интерференции. Тем не менее в силу низкой плотности пара разность хода меняется мало, что снижает чувствительность ширинг-интерферометра. Кроме того, на пародинамическом стенде вокруг горячей рабочей части поднимаются конвективные потоки окружающего воздуха, которые вызывают искажения полос. Поэтому нельзя ожидать высокой точности интерферограмм, однако они вполне пригодны для качественной оценки изменения осредненного поля плотности вокруг цилиндра.

Области спонтанной конденсации пара определялись по рассеянию света лазерного луча.

При измерениях статического давления и пульсаций давления на поверхности цилиндра оптические стекла заменялись полированными металлическими дисками, в уплотнительных втулках которых устанавливался поворачивающийся цилиндр, укрепленный в угломерном устройстве. Дренажные отверстия диаметром 0,7 мм располагались в одной плоскости на расстоянии 4 мм (каждое отверстие отступало на 2 мм от осевой линии рабочей части). Одно отверстие служило для измерений статического давления, которые производились с помощью образцового вакуумметра класса точности

0,15 с предварительной продувкой дренажной магистрали. Другое сообщалось с приемной камерой малогабаритного датчика давления, размещавшегося в теле цилиндра.

Миниатюрный волоконно-оптический датчик давления [18] с мембраной диаметром 4 мм укреплялся у приемной камеры минимального объема через герметичную кольцевую прокладку. Размещение датчика непосредственно у приемного отверстия обеспечило высокую собственную частоту измерительной системы. Динамическая тарировка датчика совместно с цилиндром производилась на установке, описанной в [4], причем до 12 кГц не обнаружено влияния частоты переменного давления на амплитуду сигнала (в качестве образцового служил пьезокерамический датчик ЛХ-610 с открытой мембраной). К достоинствам волоконно-оптического датчика давления относятся независимая температурная характеристика и способность воспринимать как переменную, так и постоянную составляющие давления, что позволяет производить статическую тарировку датчика непосредственно в рабочей точке. По известной разнице давлений между различными точками цилиндра в ходе опытов легко определялась действительная чувствительность датчика.

Сигнал от датчика через селективный усилитель поступал на аналоговый анализатор спектра СК4-26. Измерения спектров пульсаций давления осуществлялись в полосе частот $\Pi = 0-8$ кГц. Каждый полученный спектр амплитуд переменного сигнала приводился к виду $p' = p'(f)$ (с размерностью Па/Гц, так как величина p' представляет собой осредненное по времени среднеквадратичное значение пульсаций давления в «полосе обзора» 150 Гц, задаваемой анализатором). Время осреднения выбиралось достаточно большим для того, чтобы обеспечить воспроизводимость спектров пульсаций в каждой точке. При анализе сплошного низкочастотного спектра численным интегрированием определялись характеристики

$$p'' = \int_{\Pi} p'(f) df$$

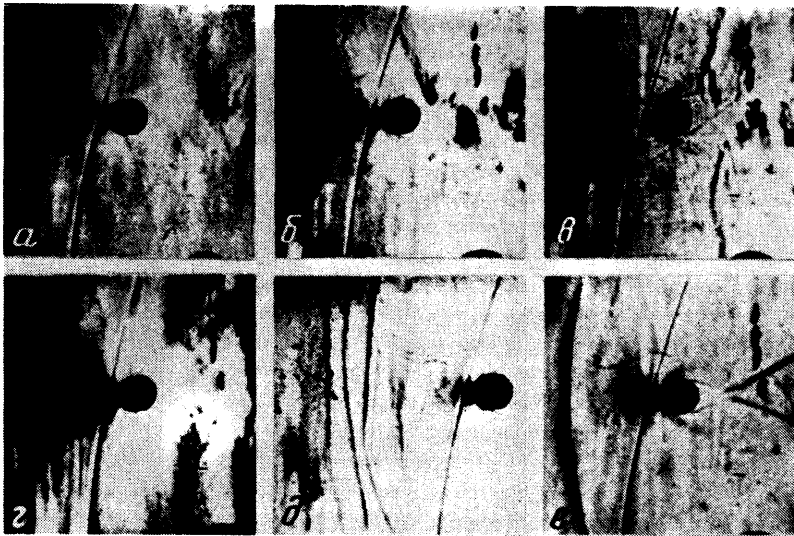
служащие для оценки полной интенсивности пульсаций давления в диапазоне частот Π и имеющие размерность Па. Затем вычислялось относительное безразмерное значение $\langle p'' \rangle = p'' / (p_{00} - p_a)$, измеряемое уровнем пульсаций давления в данной точке. При анализе высокочастотной дискретной составляющей определялись частота периодических пульсаций и их амплитуда в виде A'' с размерностью Па, после чего вычислялась безразмерная величина амплитуды периодических пульсаций $\langle A'' \rangle = A'' / (p_{00} - p_a)$.

Относительная погрешность не превышает 20% для $\langle p'' \rangle$ и 15% для $\langle A'' \rangle$, причем тарировка датчика в ходе опытов позволила снизить погрешность и обеспечить хорошую воспроизводимость результатов.

2. Обтекание цилиндра однофазным потоком пара. Опыты проведены при $p_{00} = 9,8 \cdot 10^4$ Па и $\Delta T_{00} = 70$ К; $0,48 \leq M_a \leq 1,2$. В этих условиях число Рейнольдса возрастает от значения $Re_d = 0,6 \cdot 10^5$ и достигает пологого максимума ($Re_d = 1 \cdot 10^5$) при $M_a = 1$, т. е. остается докритическим. Данный диапазон Re_d при обтекании цилиндра потоком несжимаемой жидкости соответствует области локальной автомодельности. Влияние сжимаемости сказывается в том, что с увеличением числа M_a возрастает критическое число Re_d , однако повышение степени турбулентности основного потока и шероховатости цилиндра резко снижает Re_d до значения $1 \cdot 10^5$ [8].

Результаты теневой съемки¹ (фиг. 1) показывают, что в целом наблюдается известная [10] перестройка картины обтекания с ростом M_a : при $M_a \approx 0,5$ в следе наблюдается устойчивая регулярная структура (фиг. 1, а); при $M_a \approx 0,75$ срыв вихрей вызывает образование нестационарных сверхзвуковых зон, замыкающихся скачками уплотнения, которые движутся против потока, — при этом периодическая структура сохраняется (фиг. 1, б). При $M_a \approx 0,85$ сверхзвуковые области заметно расширяются, а вихри Кармана формируются на большем удалении от цилиндра (фиг. 1, в). При $M_a \approx 0,95$ в ближнем следе начинается формирование парного вихря, однако картина обтекания неустойчива

¹ Оптические исследования проведены с участием И. Ю. Усаченко.



Фиг. 1

(фиг. 1, *г*). При $M_a = 1$ наблюдаются множественные нестационарные головные скачки уплотнения — специфический эффект, возникающий в проточной части малого поперечного сечения (фиг. 1, *д*). При $M_a > 1,1$ головной скачок стабилизируется, приближается к цилиндру, с ростом M_a в кормовой части формируется обычная система хвостовых косых скачков уплотнения (фиг. 1, *е*). В ближнем следе имеет место устойчивый парный вихрь, а на удалении от цилиндра появляется слабо регулярная структура [9].

Приближенное определение числа Sh производилось по результатам теневой кино съемки. Для примера на фиг. 2 представлена кинограмма обтекания цилиндра при $M_a = 0,52$. По известным скорости съемки (125 тыс. кадр/с) и периоду процесса образования вихрей (кадры 1—15) легко вычисляется характерная частота $f_{sh} = 4150$ Гц и определяется значение $Sh = f_{sh} d / v_a = 0,155$. Аналогичная обработка кинограмм, полученных при больших числах M_a , также дает неожиданно низкое значение $Sh \approx 0,15$, что требует объяснения.

Значение $Sh \approx 0,2$ получено при изучении колебаний струн (т. е. практически бесконечных цилиндров) в однородном потоке воздуха [19]. При обтекании короткого цилиндра трехмерность течения у торцов оказывает влияние на механизм формирования вихревой структуры в ближнем следе. В работе [9], результаты которой получены на аэродинамической трубе с перфорацией стенок, измеренное значение Sh для короткого ($l/d = 2,8$) цилиндра составляет $Sh = 0,18$. В опытах [14] цилиндр ($l/d = 4$) был установлен поперек потока на тонких боковых пластинах, однако значение Sh (по измерениям в точке $\theta = 120^\circ$) при $M_a = 0,54$ также составляет около 0,18.

Пространственный отрыв потока на боковых стенках рабочей части связан с возникновением градиента давления вдоль образующей цилиндра и образованием подковообразного вихря [20]. Ориентировочно можно считать, что смыкание отрывных областей в центре цилиндра ($l/d = 4$) произойдет, когда $M_a \approx 2,5$ [20]. Таким образом, пространственный отрыв у торцов цилиндра в исследованном диапазоне M_a вызывает некоторые искажения общей картины обтекания, но не приводит к смыканию подковообразных вихрей.

Вследствие натекания пограничного слоя с боковых стенок на поверхность цилиндра в формировании вихревой дорожки принимает участие большая масса

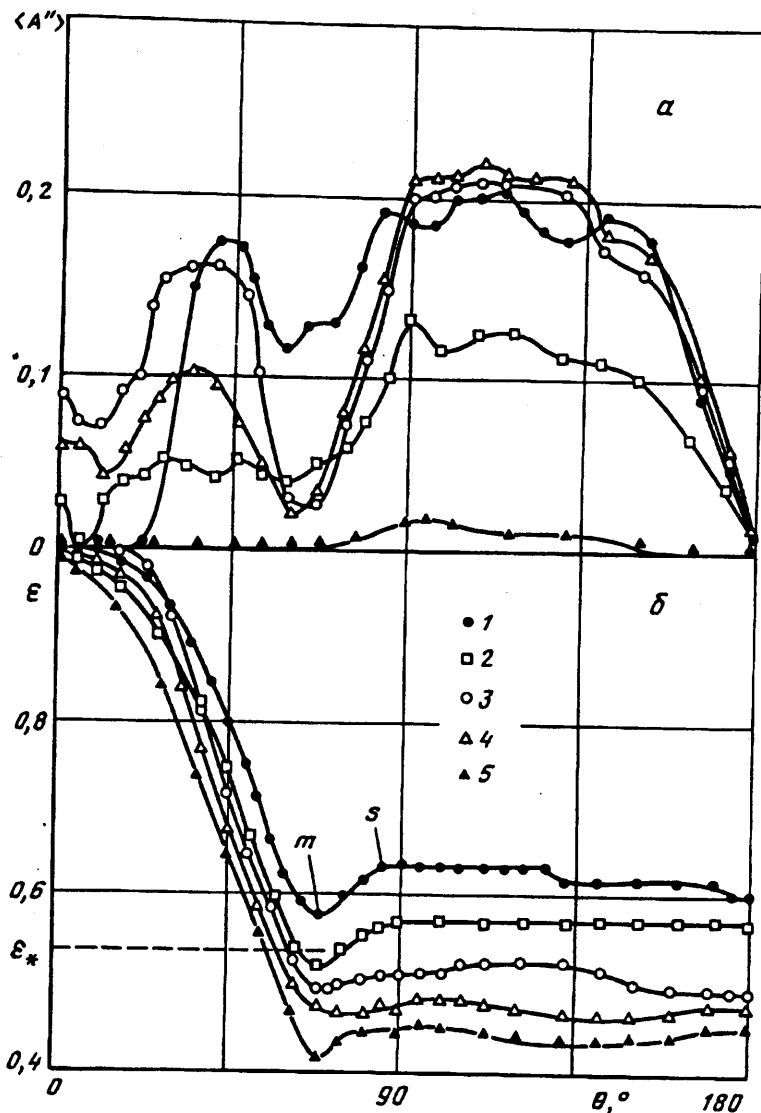


Фиг. 2

газа, что увеличивает размер вихрей и снижает частоту их образования. Кроме того, выше упоминалось, что в закрытой рабочей части при $M_a < 1$ наблюдалось возрастание статического давления от среза сопла до цилиндра. Методика расчета v_a и M_a позволяет определить их значения на срезе сопла, а фактическая скорость натекания потока на цилиндр несколько ниже, чем скорость истечения из сопла (именно по этой причине в данной работе вместо « ∞ » употребляется индекс a). Влияние обоих указанных факторов и приводит к тому, что экспериментально определенное значение $Sh \approx 0,15$ ниже общепризнанного $Sh = 0,20-0,22$.

На фиг. 3 представлено распределение амплитуды дискретной составляющей (а) и отношения давлений (б) на поверхности цилиндра при $\Delta T_{\infty} = 70$ К; $M_a = 0,66; 0,74; 0,77; 0,80; 0,92$ (точки 1—5). Обтекание короткого цилиндра в закрытой рабочей части сопровождается заметными искажениями в распределениях $\epsilon(\theta)$ сравнительно с данными [6—8]. Так, достижение скорости звука на конфузурном участке происходит при $M_a \approx 0,7$, тогда как в точке минимального давления θ_m критическое отношение ϵ_* обычно достигается при $M_a = 0,5$. Менее отчетливо, чем в [8], наблюдается смещение угловой координаты этой точки θ_m с ростом числа Маха. (В результатах [14] также не обнаруживается зависимости θ_m от M_a при дозвуковых скоростях основного потока.)

Приняв за координату точки отрыва θ_s величину θ , отвечающую началу области постоянного давления на кривых $\epsilon(\theta)$, при $M_a = 0,66$ получим значение $\theta_s \approx 80^\circ$, что близко к типичному для ламинарного дозвукового отрыва значению 77° [14]. При $M_a < 0,9$ наблюдается перемещение точки отрыва до $\theta_s = 90-100^\circ$ с ростом M_a . При $M_a = 0,92$, по-видимому, наблюдается обратное смещение точки отрыва до положения $\theta_s = 80^\circ$. Смещение точки отрыва по потоку при докритических значениях Re_a вызывается искусственной турбулизацией основного потока и пограничного слоя (турбулизирующие сетки и шероховатый цилиндр в [12], крупнодисперсные капли в [4], твердая фаза в [15]). Повышенная турбулентность основного потока может быть вызвана условиями



Фиг. 3

течения в закрытой рабочей части, где струя подвергается акустическому возбуждению в широком диапазоне частот. Если низкочастотное возбуждение струи усиливает крупномасштабную турбулентность, то возбуждение на высоких частотах приводит к ее подавлению [21]. Источником высокочастотного возбуждения могут служить местные сверхзвуковые области, периодически возникающие при сходе вихрей.

На фиг. 3, *a* приведены распределения амплитуды дискретной составляющей (измеренной на частоте f_{sh}) по обводу цилиндра. В данной работе, как и в большинстве исследований пульсаций давления, выполненных в газодинамических трубах без принятия специальных мер шумоглушения [22], пульсации давления на модели коррелируют с акустическим фоном рабочей части [14]. Кроме того, часто практически невозможно разделить сигнал датчика на псевдозвуковой и акустический. При взаимодействии поля давления, создаваемого дорожкой Кармана, с датчиком давления неподвижный датчик регистрирует псевдозвуковой

сигнал, практически неотличимый от акустического [23]. Таким образом, в измеренных распределениях $\langle A'' \rangle(\theta)$ помимо периодических пульсаций давления на поверхности цилиндра присутствует акустический дискретный сигнал, вызванный возбуждением натекающей на цилиндр струи. Именно этим можно объяснить наличие дискретного тона в спектрах, измеренных в лобовой части цилиндра. Примечательно, что при $M_a = 0,66$ (кривая 1 на фиг. 3, а) в лобовой части дискретный сигнал отсутствует, затем достигает максимума при $M_a = 0,77$ и вновь исчезает при $M_a > 0,9$.

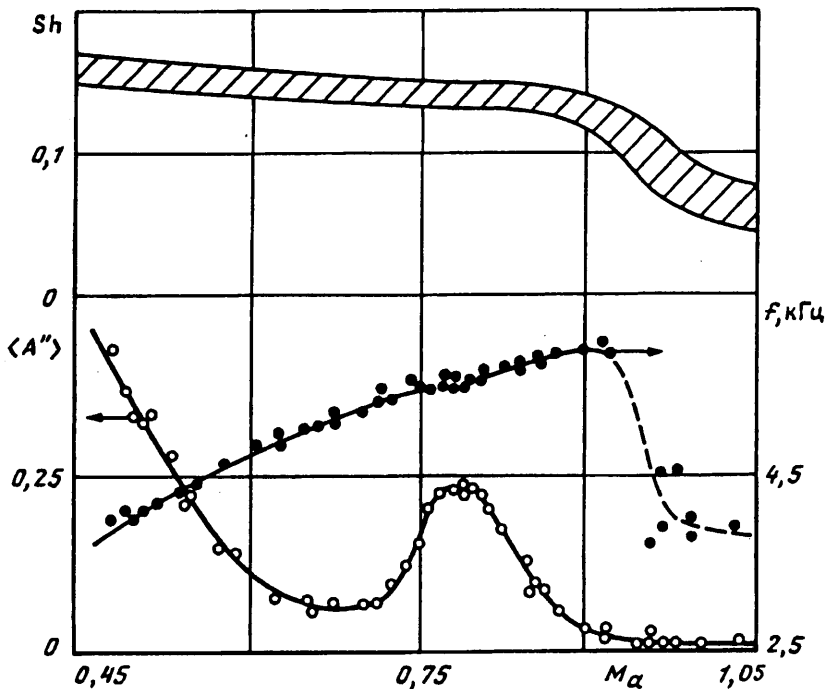
В диапазоне $\theta = 50-70^\circ$ имеется отчетливая зона вырождения пульсаций давления, что связано с сильным ускорением потока. Спектры пульсаций давления показывают резкое снижение уровня низкочастотных и периодических пульсаций в этой области. Подобная картина имела место и в опытах [14]. Вырождение пристенной турбулентности под воздействием высоких отрицательных градиентов давления наблюдалось в конфузорных каналах [8] и в критическом сечении сопел Лаваля [24]. На обводе цилиндра наибольшее вырождение пульсаций также отмечается при достижении скорости звука в конфузорном потоке (кривые 3 и 4 на фиг. 3, а).

Резкое увеличение пульсаций давления наблюдается в области отрыва. Ниже по потоку сохраняется примерно одинаковый высокий уровень пульсаций, что связано с осцилляциями точки отрыва и точки присоединения возвратного течения. Уровень низкочастотных пульсаций меняется с ростом M_a немонотонно: при $M_a = 0,77-0,85$ сплошной спектр заметно снижается. «На слух» при этом отмечается резкое усиление высокочастотного шума. Возможно, снижение сплошного спектра вызвано высокочастотным акустическим возбуждением натекающей струи [21].

Начиная с $\theta = 150^\circ$ наблюдается быстрое снижение амплитуды периодического сигнала и в точке $\theta = 180^\circ$ дискретный тон отсутствует, тогда как измерения низкочастотного сплошного спектра, напротив, показывают максимальный его уровень. Практически полное исчезновение периодических пульсаций в данной точке наблюдалось на всех изученных режимах, чему авторы не могут предложить исчерпывающего объяснения. Возможно, этот эффект связан с возвратным движением в межвихревой зоне и торможением потока в задней точке.

Обобщенные зависимости числа Sh , амплитуды и частоты периодических пульсаций давления, измеренных при $\Delta T_{00} = 70$ К в точке $\theta = 120^\circ$, от числа M_a основного потока представлены на фиг. 4. Относительное значение амплитуды пульсаций снижается с увеличением M_a . Увеличение интенсивности местных сверхзвуковых областей, начинающееся при $M_a > 0,7$, сопровождается заметным увеличением $\langle A'' \rangle$, при этом отмечается замедление роста частоты дискретного сигнала. При $M_a > 0,8$ амплитуда пульсаций снижается, спектр их расширяется и теряет правильную форму. Дальнейшее увеличение скорости основного потока сопровождается изменением характера отрыва: при $M_a > 0,95$ периодический высокочастотный сигнал исчезает, однако проявляются слабые пульсации на частотах 3,5—4,5 кГц, вызванные, возможно, неустойчивостью формирующегося в ближнем следе парного вихря. Число Sh до этого момента меняется слабо, монотонно снижаясь от значения $Sh = 0,16$ до $Sh = 0,14$; при $M_a > 0,95$ значение Sh уменьшается до 0,07.

Характер полученной зависимости $\langle A'' \rangle$ от M_a в целом соответствует данным многочисленных измерений пульсаций донного давления в транзвуковых потоках [6, 7, 20, 22]: максимальные пульсации имеют место в области околосвукового кризиса сопротивления плохобтекаемых тел. В случае дозвукового продольного обтекания цилиндров и конусов усиление пульсаций донного давления при уменьшении относительного удлинения l/d связано с увеличением разницы между давлением в набегающем потоке и донным давлением p_b [25]. Между



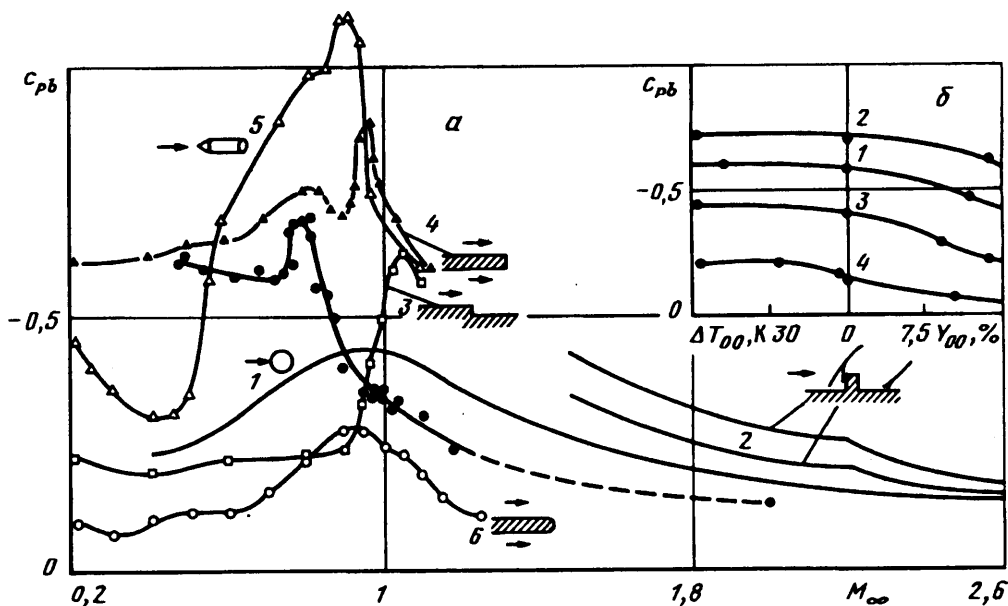
Фиг. 4

тем с ростом числа Маха именно эта разница вызывает экстремальное возрастание коэффициента донного давления c_{p_b} , что и является основной причиной околозвукового кризиса сопротивления плохообтекаемых тел [8].

На фиг. 5,а выделена зависимость $c_{p_b}(M_a)$, полученная на основании измерений давления в отрывной области цилиндра. Там же для сравнения нанесены кривые $c_{p_b}(M_a)$ по данным разных авторов: 1 (шар) — [8], 2 — [20], 3—5 — [26], 6 — [27] (результаты [26] приведены по [6] и [7]). Коэффициент донного давления заметно зависит от характерных размеров тела и толщины пограничного слоя, однако всегда имеет максимум вблизи $M_a \approx 1$. У исследованного цилиндра этот максимум, отвечающий кризису сопротивления, смещен до $M_a \approx 0,8$. Нестационарные сверхзвуковые зоны быстро расширяются с ростом M_a и при $M_a > 0,8$ достигают границ струи, натекающей на цилиндр. Дальнейшее увеличение M_a (и скоростного напора) приводит к расширению сверхзвуковой области по потоку, но слабо сказывается на давлении в области отрыва, что и вызывает быстрое снижение c_{p_b} . Следует ожидать, что в условиях свободного обтекания околозвуковой кризис сопротивления цилиндра должен происходить при $M_a \approx 0,90-0,95$: в [14] максимальные пульсации давления наблюдались в районе мидела при $M_a = 0,88$.

Итак, измерения пульсаций давления при обтекании цилиндра околозвуковым потоком перегретого пара с учетом приведенных выше поправок подтверждают тесную связь между характером течения и амплитудой периодических пульсаций, которая достигает максимума в области кризиса сопротивления. Изучение реальной картины обтекания короткого цилиндра в закрытой рабочей части позволяет провести корректное исследование влияния спонтанной конденсации и начальной влажности пара на характеристики периодического вихреобразования.

3. Влияние спонтанной конденсации и начальной влажности пара. В данной серии опытов было выбрано несколько характерных режимов $M_a = \text{const}$, на



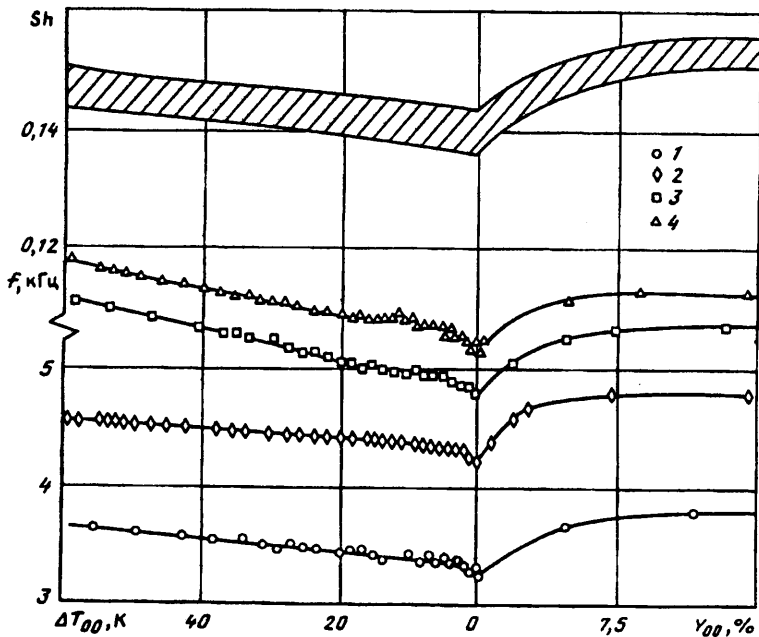
Фиг. 5

которых при $p_{00} = 9,8 \cdot 10^4$ Па снижался начальный перегрев пара ΔT_{00} и по достижении состояния насыщения устанавливалась влажность y_{00} до 15%. Число Re_d при этом монотонно возрастает вследствие быстрого увеличения плотности пара. Снижение скорости основного потока v_a несколько компенсирует данный эффект, так что значение Re_d не превышает $1 \cdot 10^5$.

Снижение скорости натекающего потока при уменьшении температуры торможения приводит к линейному падению частоты периодического вихреобразования f_{sh} (фиг. 6), однако число Sh при этом меняется слабо. Сравнение зависимостей $Sh(\Delta T_{00})$ и $Sh(M_a)$ (фиг. 4) обнаруживает примерно одинаковую скорость снижения Sh . Это заставляет предположить, что в обоих случаях уменьшение Sh связано с ростом Re_d от $0,6 \cdot 10^5$ до $1 \cdot 10^5$, хотя причины изменения Re_d качественно различаются.

После того как в ресивер вводится крупнодисперсная форсуночная влага, на всех режимах наблюдается возрастание частоты дискретного сигнала. Увеличение частоты вихреобразования происходит при весьма незначительной начальной влажности и прекращается, когда $y_{00} > 5\%$ (фиг. 6: точки 1—4 соответствуют $M_a = 0,48; 0,62; 0,74; 0,85$).

Распределения статического давления $\varepsilon(\theta)$ на поверхности цилиндра при обтекании потоком перегретого, насыщенного и влажного пара были получены при $M_a = 0,48, 0,74, 0,80$ и $0,92$. Их сравнение показывает наличие общей закономерности: 1) начальная влажность вызывает смещение точки отрыва S по потоку до положения $\theta_s = 100-110^\circ$; 2) происходит уменьшение значения минимального давления ε_m и 3) происходит увеличение статического давления в кормовой части цилиндра. Для примера на фиг. 7 нанесены зависимости $\varepsilon(\theta)$ для $M_a = 0,80$, где также представлен типичный вид спектров пульсаций давления, измеренных в диапазоне 0—8 кГц через 45° (здесь 1 — перегретый пар $\Delta T_{00} = 70$ К, 2 — влажный пар $y_{00} = 5\%$, 3 — 14%. Верхний ряд спектров — перегретый пар, средний ряд — насыщенный пар $\Delta T_{00} = 0$ К, нижний ряд — влажный пар).



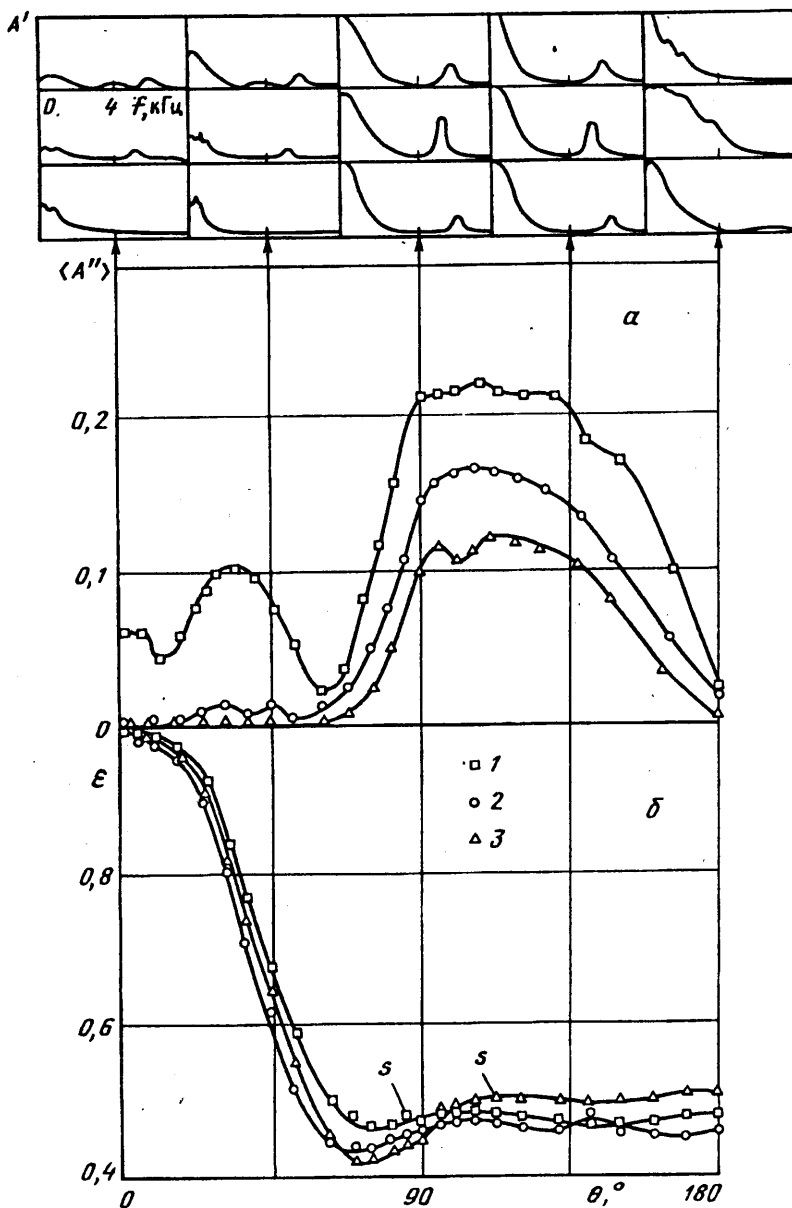
Фиг. 6

Перемещение точки отрыва по потоку, очевидно, вызвано турбулизацией пограничного слоя: инерционное осаждение крупнодисперсной влаги на поверхность цилиндра, ударное дробление капель, наличие жидкой пленки с волновой границей раздела фаз приводят к резкому изменению режима течения. Смещение точки отрыва по потоку уменьшает масштаб формирующихся вихрей и увеличивает частоту периодического вихреобразования. Известные [6, 7] зависимости $Sh(Re_d)$ (полученные, как правило, в потоке несжимаемой жидкости), несмотря на существенный разброс значений, показывают возрастание числа Sh и падение коэффициента донного давления на закритических режимах.

Снижение значения ε_m , естественное для турбулентного отрыва в однофазном потоке, наблюдалось также в опытах [15], где введение в дозвуковой поток крупных (44 мкм) твердых частиц с массовой концентрацией 2—5% приводило к резкому снижению ε_m и возрастанию давления в кормовой части цилиндра. Похожая картина наблюдается и в потоке влажного пара, однако при $M_a > 0,9$ появление влаги приводит к незначительному возрастанию ε_m .

Результаты измерений донного давления в условиях двухфазного обтекания пластин представлены в [4]: давление за кромкой повышается и коэффициент донного давления c_{pb} соответственно снижается. Измерения в кормовой части цилиндра также показывают возрастание донного давления, что, впрочем, характерно для турбулентного отрыва и в однофазном потоке [6, 8]. Зависимости коэффициента донного давления от начального состояния пара приведены на фиг. 5, 6: точки 1—4 соответствуют $M_a = 0,48, 0,78, 0,91, 1,18$.

Следует учитывать, что время пребывания капель в потоке, движущемся от среза сопла до цилиндра, многократно превышает характерные времена фазовых переходов и релаксации [27], так что на цилиндр натекает практически равновесная двухфазная смесь, параметры которой отвечают статическому давлению в основном потоке. В лобовой части цилиндра ($\theta < 5^\circ$) параметры смеси близки к параметрам торможения. Крупные капли, попадающие на поверхность цилиндра почти под прямым углом, подвергаются интенсивному дроблению. Наиболее мелкие вторичные капли успевают прогреться и испариться, более крупные



Фиг. 7

капли, оставаясь переохлажденными, увлекаются потоком и в дальнейшем растут. Испарение весьма незначительной части влаги приводит к локальному увеличению объемного расхода смеси в районе цилиндра. Данный эффект усиливается с увеличением M_0 и влияет на величину минимального давления.

Такая гипотеза представляется правдоподобной с учетом результатов исследований дробления капель в скачках уплотнения [1, 28], расчетов обтекания пластины двухфазным потоком [29, 30] и измерений размеров капель в ударном слое перед пластиной [31]. «Испарение сорванных мелких капель фактически соответствует дополнительному вдуву пара в ударный слой перед телом» [30]. Наблюдения [31] обнаруживают более чем двукратное уменьшение модального

размера жидких частиц в области торможения перед пластиной (при $M_a = 1,3-1,7$).

В расчетах [29, 30] был принят механизм появления мелких капель в результате обдирки при пересечении фронта головного скачка уплотнения. При дозвуковой скорости основного потока происходит ударное дробление капель на поверхности цилиндра, что также, возможно, приводит к «вдву» дополнительных объемов пара в области торможения. Немаловажно, что на конфузорном участке происходит сильное ускорение течения. Околосвуковой поток весьма чувствителен к любым воздействиям. Сравнение кривых $\varepsilon(\theta)$ показывает, что наибольшее уменьшение ε_m происходит при $M_a = 0,74$, т. е. на режиме, когда $\varepsilon_m \approx \varepsilon_*$. В том же случае, когда $\varepsilon_m < \varepsilon_*$, «вдву» приводит к торможению сверхзвукового потока.

Характер распределений $(A'')(\theta)$ в целом сохраняется и при обтекании цилиндра потоком насыщенного и влажного пара. Наблюдается исчезновение дискретного сигнала в лобовой части цилиндра (кривая 3 на фиг. 7,а): балластная влага эффективно препятствует высокочастотному акустическому возбуждению натекающей струи [22].

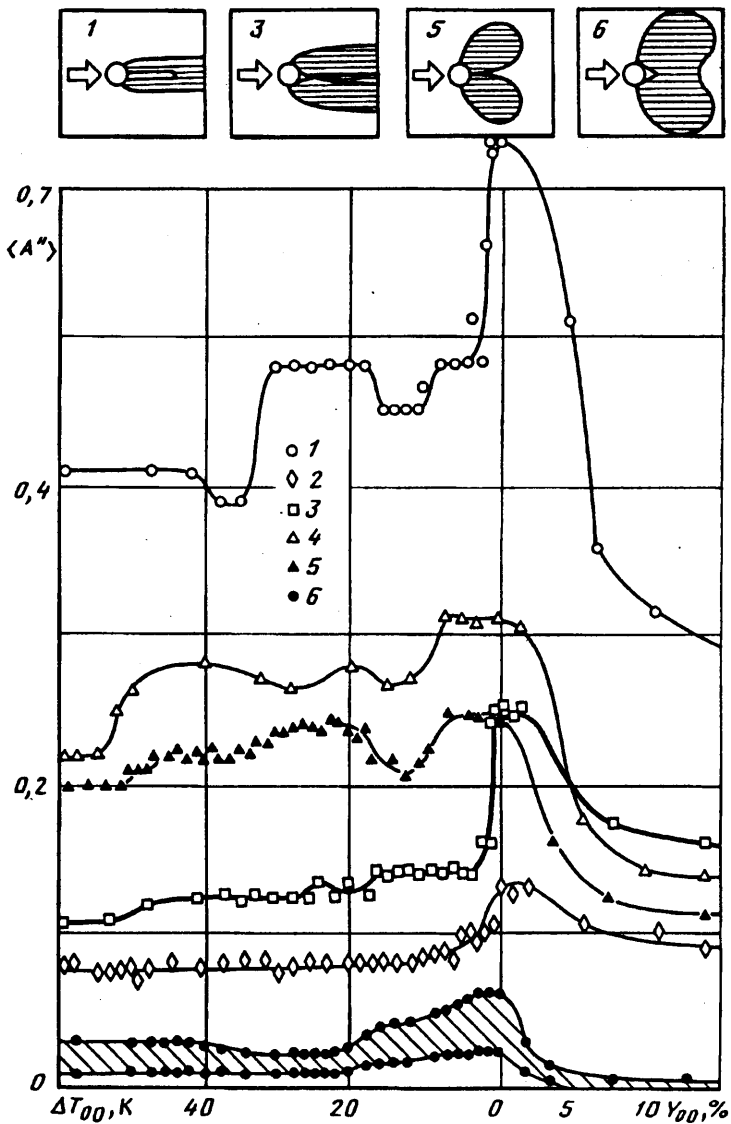
Наиболее подробно изучались пульсации давления при снижении начального перегрева ΔT_{00} , поскольку спонтанная конденсация в вихревом следе за пластиной приводит к резкой интенсификации пульсаций давления торможения [2].

Начальный вид областей спонтанной конденсации, определенных с помощью лазерного зондирования, представлен на фиг. 8 (1 — $\Delta T_{00} = 10$ К, 3 — 10 К, 5 — 30 К, 6 — 30 К). Результаты наблюдений подтверждают наличие влагообразования как в вихревом следе, так и в нестационарных зонах разрежения, чему предложено теоретическое обоснование в [1, 3]. Следует отметить отсутствие влаги в окрестности задней точки: аналогичная картина наблюдалась в следе за пластинами [2, 3].

Зависимости относительных амплитуд периодических пульсаций давления, измеренных в точке $\theta = 120^\circ$ на частоте f_{sh} , от начального состояния пара представлены на фиг. 8 (точки 1—6 соответствуют $M_a = 0,48; 0,62; 0,74; 0,78; 0,80; 0,92$). Обнаружено резкое возрастание пульсаций давления при обтекании цилиндра дозвуковым потоком, близким по параметрам торможения к состоянию насыщения: значение (A'') возрастает в 1,5—2 раза сравнительно с измеренным в потоке перегретого пара. Специфический рост пульсаций давления на линии насыщения происходит при $M_a < 0,78$, т. е. на докризисных режимах обтекания цилиндра (фиг. 5, а). На закризисных режимах характерный «пик» пульсаций отсутствует.

При «чисто» дозвуковом обтекании ($M_a = 0,48$) спонтанная конденсация происходит в вихревом следе: значительное локальное переохлаждение в вихрях приводит к интенсивной конденсации пара даже при малых переохлаждениях основного потока [3]. Кривая 1 хорошо коррелирует с данными [2], полученными при $M_a = 0,65$ над пластиной. Еще более сильный рост пульсаций наблюдается на расстоянии в 2—3 толщины кромки от ее среза [2], что объясняется повышенным уровнем гидродинамической турбулентности (инициирующей флуктуационный процесс влагообразования) в этой области. Результаты измерений [4] и численного расчета осредненных пульсационных эффектов [5] показывают, что область максимальных пульсаций за цилиндром располагается на расстоянии $\approx d$, поэтому обнаруженный рост пульсаций давления в точке $\theta = 120^\circ$ имеет причиной интенсификацию пульсационных процессов ниже по потоку. Наблюдения и расчеты [28] показывают, что в вихревом следе капли находятся в среде с постоянным переохлаждением (поскольку количество выделившейся влаги незначительно) и их рост продолжается с удалением от кромки.

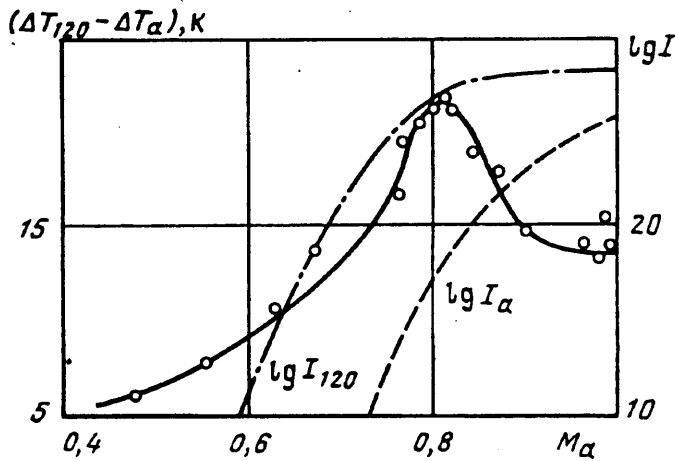
Аналогичная картина наблюдается в следе за цилиндром, с той разницей, что спонтанная конденсация отмечается при меньших переохлаждениях основного потока. Последнее объясняется увеличением не только интенсивности вихрей,



Фиг. 8

но и времени пребывания объемов пара в области локального пересыщения. Появление влаги в местных сверхзвуковых областях также наблюдается при меньших числах Маха и больших начальных перегревах, чем в нестационарных волнах разрежения над пластиной [3].

Резкое усиление пульсаций в нестационарных сверхзвуковых зонах вблизи линии насыщения (фиг. 8, кривые 2 и 3) может быть объяснено быстрым увеличением количества образующейся влаги при $\Delta T_{00} \rightarrow 0$. Поскольку характерное время пребывания объемов пара в области формирования вихря имеет порядок $(2f_{sh})^{-1} \sim 10^{-4}$ с, а типичное время установления стационарной скорости фазовых переходов составляет $\tau_{0,9} \sim 10^{-8} - 10^{-10}$ с [28], то можно провести приближенную оценку скорости ядрообразования в квазистационарном приближении, т. е. по статическим параметрам в основном потоке и отрывной зоне. Аналогичный



Фиг. 9

прием использован при расчетах конденсации в нестационарных волнах разрежения над пластиной [3].

Известные значения ϵ_a и ϵ_{120} позволяют определить, как меняется разница между переохлаждением в зоне отрыва ΔT_{120} и переохлаждением основного потока ΔT_a (фиг. 9). С увеличением M_a эта разница возрастает и достигает максимума в области кризиса сопротивления. Таким образом, на околокризисных режимах усиливается неравновесность расширения в местных сверхзвуковых зонах. В закризисной области разница в переохлаждениях сокращается.

Оценка скорости ядрообразования проводилась по формуле Френкеля — Зельдовича с поправкой, учитывающей зависимость коэффициента поверхностного натяжения от радиуса зародыша [28]. Расчетные кривые $\lg I_{120}$ и $\lg I_a$ (где I — скорость ядрообразования при $\Delta T_{00} = 0$ К, $\text{м}^{-3} \text{с}^{-1}$), представлены на фиг. 9. При $M_a < 0,7$ скорость ядрообразования в окрестности миделя мала и, действительно, спонтанная конденсация наблюдается только в вихревом следе.

В диапазоне $0,7 < M_a < 0,78$ происходит бурная конденсация в нестационарных сверхзвуковых областях, однако даже незначительное повышение ΔT_{00} на 3—5 К приводит к тому, что количество выделившейся влаги снижается на несколько порядков. Важно, что на этих режимах в основном потоке число устойчивых зародышей пренебрежительно малое и практически все капли растут на ядрах, образовавшихся за время расширения сверхзвуковой области. Достижение критического перепада давления в области отрыва происходит при $M_a \approx 0,75$, что близко к результатам [14], где это наблюдалось при $0,68 < M_\infty < 0,81$. На этом режиме отмечается более чем двукратное возрастание $\langle A' \rangle$ (фиг. 8, выделенная кривая 3). Поскольку осредненные параметры потока соответствуют $\epsilon_{120} > \epsilon_*$, то выделение теплоты конденсации приводит, возможно, к локальному ускорению течения. Оценка скорости роста капель по уравнению Кнудсена [28] показывает, что в отрывных зонах не достигается равновесная степень влажности. Концентрация капель невелика, однако к концу расширения их средний диаметр имеет порядок $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ м.

Несколько иная картина конденсации имеет место при $M_a > 0,8$, т. е. на закризисных режимах, которые отличаются существенно большей концентрацией и меньшим размером капель. Здесь играют основную роль два фактора: во-первых, уменьшается неравновесность процесса расширения и, во-вторых, быстро возрастает число устойчивых зародышей в основном потоке (особенно если расчет учитывает количество ядер, образовавшихся за время движения потока от среза сопла до цилиндра). В результате конденсация происходит более «плавно».

Заметное количество влаги выделяется и при небольшом начальном перегреве, что, возможно, объясняет отсутствие «пика» пульсаций на линии насыщения. При больших перегревах в сверхзвуковых зонах образуется мелкодисперсная влага, испаряющаяся ниже по потоку (фиг. 8, схемы 5 и 6).

В кормовой области цилиндра при этом достигается сверхкритическое отношение давлений, т. е. $\varepsilon_{120} < \varepsilon_*$. Формальный расчет по методике [28] показывает, что параметры спонтанной конденсации соответствуют области, запретной для существования стационарных конденсационных скачков. При течении в соплах Лавала в данных условиях наблюдается появление мигрирующих скачков конденсации [1, 4, 28]. Визуальные наблюдения в свете стробоскопической лампы (позволяющие наиболее детально изучить подробности картины периодического отрыва) и результаты скоростной теневой съемки не обнаруживают никаких иных скачков, кроме замыкающих местные сверхзвуковые области. (Ниже по потоку появляются слабые ударные волны, вызванные взаимодействием вихрей Кармана с внешним течением, но они никак не связаны с процессом конденсации.)

Можно предположить, что спонтанная конденсация в местных сверхзвуковых зонах — это существенно нестационарный процесс, не сопровождающийся появлением скачков конденсации. Более правдоподобным представляется предположение, что замыкающие скачки, движущиеся против потока и исчезающие в районе миделя — это совмещенные скачки конденсации—уплотнения [28], интенсивность которых увеличивается с ростом переохлаждения, что и объясняет заметный рост пульсаций давления при снижении ΔT_{00} .

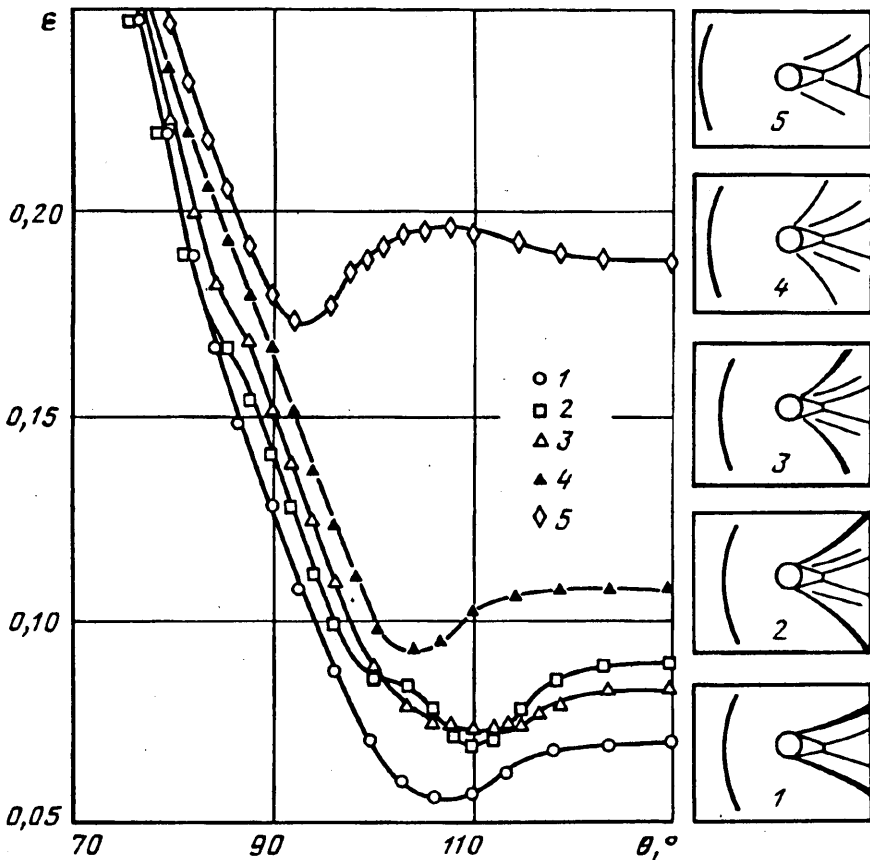
Предложенное объяснение разницы в характере конденсации на докризисных и закризисных режимах при $\Delta T_{00} \approx 0$, учитывающее наличие центров ядрообразования в основном потоке, представляется весьма естественным, поскольку с дальнейшим ростом M_a (т. е. в условиях сверхзвукового обтекания) спонтанная конденсация в отрыве вообще прекращается: мелкодисперсная влага образуется в скачках конденсации на срезе сопла и цилиндр обтекается потоком влажного пара.

Итак, на предкризисных режимах отрывной поток отличается не только высокой нестационарностью, но и наибольшей термодинамической неравновесностью. Определяющим фактором является увеличение разницы переохлаждения основного потока и переохлаждения, достигаемого в нестационарных сверхзвуковых областях. В закризисной области происходит постепенный переход к гетерогенной конденсации. Таким образом, существует несомненная связь между высоким уровнем пульсаций давления, достигающим максимума при околосвуковом кризисе сопротивления, и возрастанием периодических пульсаций вследствие конденсации.

В условиях свободного обтекания цилиндра околосвуковой кризис сопротивления ближе к $M_a = 1$, интенсивность местных сверхзвуковых зон выше и разница в переохлаждении более значительна. Можно полагать, что должно происходить еще более существенное усиление пульсаций давления на линии насыщения в докризисной области.

В отрывной области при $\Delta T_{00} = 0$ наблюдается также усиление низкочастотных пульсаций давления, особенно заметное в точке $\theta = 180^\circ$. При влажно-паровом обтекании спонтанная конденсация подавляется и заметно снижаются амплитуды периодических пульсаций (фиг. 7). Основной причиной этого снижения является, по-видимому, уменьшение масштаба формирующихся вихрей вследствие турбулизации пограничного слоя, поскольку резкое снижение $\langle A'' \rangle$ прекращается при $y_{00} > 5\%$, т. е. после перехода к турбулентному отрыву.

4. Сверхзвуковое обтекание цилиндра. Переход к сверхзвуковому режиму обтекания в закрытой рабочей части сопровождается возникновением множественных нестационарных головных скачков уплотнения (фиг. 1, д). Низкочастотные пульсации давления измерались в лобовой точке $\theta = 0^\circ$ в



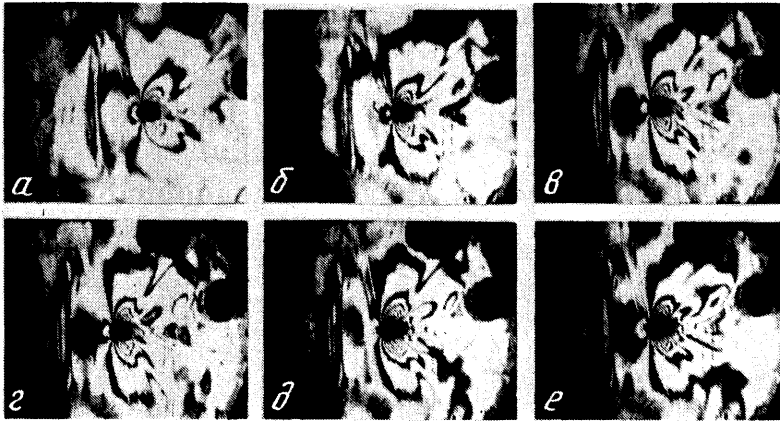
Фиг. 10.

полосе частот $\Pi = 0-4$ кГц, поскольку на больших частотах сплошной спектр имел уровень, соизмеримый с шумами вторичной аппаратуры (фиг. 7). Авторы [6] связывают пульсации в передней точке цилиндра с «фоном» рабочей части, что справедливо только в условиях однофазного обтекания. В докризисной области относительная величина $\langle p'' \rangle \approx 0,03$.

При $M_a = 1,0$ отмечается резкое возрастание пульсаций давления, очевидно, связанное с нестационарностью головного скачка. Когда устанавливается устойчивая картина сверхзвукового обтекания, уровень низкочастотных пульсаций быстро снижается до величины $\langle p'' \rangle < 0,01$. На поверхности цилиндра периодические пульсации давления отсутствуют, что связано с перестройкой характера течения в ближнем следе. Переход к сверхзвуковой скорости потока приводит к снижению низкочастотных пульсаций давления на всей поверхности, включая кормовую часть, что отмечалось и в [6].

На фиг. 10 представлены распределения давлений в области миделевого сечения цилиндра и волновая структура потока при $M_a = 1,17$: 1 — $\Delta T_0 = 70$ К; 2—35 К; 3—28 К; 4—10 К; 5—0 К. Снижение начального перегрева ΔT_{00} вызывает появление скачков конденсации, которые локализуются в распределенной волне разрежения за миделевым сечением цилиндра. Результаты подробного исследования спонтанной конденсации в центрированных волнах разрежения представлены в [1,28]. Картина конденсации при сверхзвуковом обтекании цилиндра имеет важное отличие от данных [28]: интенсивность скачков конденсации меняется при снижении ΔT_{00} немонотонно.

Сравнение интерферограмм на фиг. 11 (кадры а—е соответствуют $\Delta T_{00} = 50, 35, 26, 20, 15, 5$ К) показывает, что при уменьшении начального перегрева увеличивается угол скачка конденсации в распределенной волне. Это означает рост интенсивности скачка вследствие увеличения количества выделившейся влаги и теплоты конденсации, подводимой к сверхзвуковому потоку. Однако с дальнейшим снижением перегрева при $\Delta T_{00} < 15$ К происходит быстрое усиление влагообразования на



Фиг. 11

срезе сопла. Цилиндр оказывается в потоке мелкодисперсной влаги, которая при $\Delta T_{00} < 5\text{ К}$ приводит к полному подавлению скачковой конденсации в волнах разрежения, т. е. происходит переход к гетерогенной конденсации в районе цилиндра. Сдвиговые интерферограммы обнаруживают различное число полос в области конденсационных скачков, что подтверждает очевидную немонотонность изменения их интенсивности.

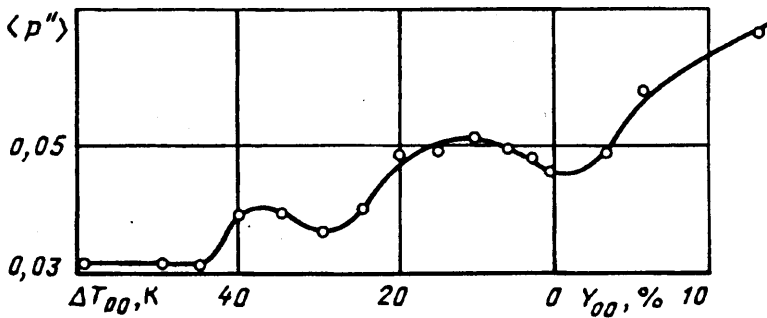
Закрытая рабочая часть вносит существенные искажения в картину обтекания и на сверхзвуковых режимах. Измерения статического давления показывают, что в окрестности цилиндра могут иметь место значительно большие скорости потока, чем ожидается при $M_a \approx 1,2$, т. е. максимальном числе Маха, достижимом на срезе суживающегося сопла. Измерения на срезе сопла не позволяют, как указывалось выше, точно определить число Маха перед скачком, поскольку происходит дополнительное ускорение потока в центрированных волнах разрежения за срезом. Сравнение распределения статического давления на поверхности цилиндра при $\Delta T_{00} = 70\text{ К}$ (фиг. 10, кривая 1) с аналогичными результатами [14] показывает, что в окрестности цилиндра достигаются скорости потока, соответствующие $M_a \approx 2$. Формально определенное в этих условиях значение коэффициента донного давления $c_{p\delta}$ представлено на фиг. 5, а (штриховая кривая).

Наличие высоких отрицательных градиентов давления в сверхзвуковом потоке приводит к весьма незначительному влиянию скачков конденсации на распределения $\epsilon(\theta)$ (фиг. 10, кривые 2 и 3). Здесь наблюдается аналогия с картиной течения в высокоградиентных соплах Лавала [28], где геометрическое воздействие на сверхзвуковом участке превосходит тепловое воздействие скачков конденсации.

Дальнейшее снижение ΔT_{00} (кривая 4), связанное с усилением скачка конденсации на срезе сопла, приводит к уменьшению M_a . Уменьшение скорости натекающего потока вызывает повышение ϵ_m , особенно заметное при $\Delta T_{00} = 0$ (кривая 5). При этом точка минимального давления θ_m смещается от положения 108—110 до 92°, а точка отрыва θ_s — от 120 до 105°. Помимо снижения M_a здесь играет роль наличие жидкой пленки на поверхности цилиндра, а также дробление и испарение капель в области торможения за скачком уплотнения [29—31]. «Вдув» дополнительных объемов пара в сверхзвуковой поток приводит к обратному эффекту, чем в случае $\epsilon_m > \epsilon^*$. Инерционные крупные капли движутся в области ускорения потока с большим скольжением, что также способствует дополнительным потерям кинетической энергии.

Зависимость уровня пульсаций давления (измеренных в полосе частот $\Pi = 0—4\text{ кГц}$ в точке $\theta = 0^\circ$) от начального состояния пара при $M_a = 1,20$ представлена на фиг. 12. Измерения низкочастотных пульсаций давления в лобовой части цилиндра обнаруживают увеличение $\langle p'' \rangle$ уже при $\Delta T_{00} = 40\text{ К}$, т. е. в первый момент появления скачка конденсации на срезе сопла. Интенсификация тепло- и массообмена в области торможения, вызванная испарением мелкодисперсной влаги (наличие которой подтверждено лазерным зондированием), приводит к незначительному возрастанию уровня сплошного спектра.

Темп роста $\langle p'' \rangle$ при $\Delta T_{00} = 40—25\text{ К}$ невелик, поскольку основная конденсация происходит



Фиг. 12

в скачках за миделем цилиндра. Начиная с $\Delta T_{00} = 25 \text{ K}$ усиливается влагообразование на срезе сопла, сопровождающееся дальнейшим увеличением пульсаций давления в лобовой части цилиндра. При $\Delta T_{00} < 10 \text{ K}$ скорость натекающего потока снижается, вследствие чего уменьшается уровень пульсаций.

Появление крупнодисперсной влаги приводит к заметному увеличению низкочастотных пульсаций давления в лобовой части цилиндра: при $y_{00} > 10\%$ уровень пульсаций возрастает более чем в 2 раза сравнительно с измеренным в однофазном потоке.

Выводы. 1. При обтекании цилиндра однофазным потоком пара наибольшие пульсации давления имеют место в нестационарных сверхзвуковых зонах: на режимах, отвечающих околосзвуковому кризису сопротивления. Подтверждается эффект вырождения низкочастотных пульсаций в области высоких отрицательных градиентов давления.

2. Спонтанная конденсация в вихревом следе и местных сверхзвуковых зонах приводит к увеличению амплитуды периодических пульсаций в 1,5—2 раза сравнительно с их уровнем в отсутствие конденсации, однако число Sh при этом меняется слабо.

3. На докризисных режимах наибольший рост пульсаций вследствие конденсации наблюдается при обтекании цилиндра потоком пара, параметры торможения которого соответствуют состоянию насыщения. На закризисных режимах происходит постепенный переход к гетерофазной конденсации в отрывных зонах, вследствие чего резкий рост пульсаций на линии насыщения отсутствует.

4. Обтекание цилиндра дозвуковым потоком влажного пара сопровождается смещением точки отрыва по потоку и резким возрастанием числа Sh с одновременным уменьшением амплитуды периодических пульсаций давления в области отрыва, что связано с турбулизацией пограничного слоя в двухфазном потоке. Переход к турбулентному отрыву происходит при начальной влажности $y_{00} < 5\%$. Обнаружено влияние начальной влажности на величину минимального давления, возможно, связанное с испарением части влаги в области торможения потока.

5. Переход к сверхзвуковому режиму обтекания сопровождается исчезновением периодических пульсаций давления и снижением уровня низкочастотных пульсаций на всей поверхности цилиндра, включая область отрыва.

6. Скачки конденсации при сверхзвуковом обтекании локализуются в волнах разрежения за миделем и не оказывают существенного влияния на распределение давлений. При обтекании цилиндра потоком влажного пара скачковая конденсация частично или полностью подавляется.

7. В лобовой части цилиндра отмечено увеличение уровня низкочастотных пульсаций давления с ростом начальной влажности пара. При $y_{00} = 10\%$ уровень пульсаций более чем в 2 раза выше, чем в однофазном сверхзвуковом потоке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Дейч М. Е., Филиппов Г. А.* Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. 471 с.
2. *Дейч М. Е., Куршаков А. В., Леонов В. М., Тищенко А. А.* Пульсационные характеристики конденсационного процесса в вихревых средах//Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1985. № 1. С. 93—105.
3. *Дейч М. Е., Лаухин Ю. А., Салтанов Г. А.* Вихревые течения однофазных и конденсирующихся сред и нестационарные волны разрежения//Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1975. № 1. С. 110—121.
4. *Дейч М. Е., Филиппов Г. А.* Двухфазные течения в элементах теплоэнергетического оборудования. М.: Энергоатомиздат, 1987. 327 с.
5. *Белоцерковский О. М.* Численные модели срыва//Проблемы турбулентных течений. М.: Наука, 1987. С. 32—56.
6. *Швец А. И., Швец И. Т.* Газодинамика ближнего следа. Киев: Наук. думка, 1976. 382 с.
7. *Чжен П. П.* Отрывные течения. М.: Мир, 1972. Т. 1. 299 с. Т. 3. 1973. 333 с.
8. *Дейч М. Е.* Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 592 с.
9. *Кузнецов О. М., Попов С. Г.* Вихри в плоском газодинамическом следе за цилиндром//Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 2. С. 112—113.
10. *Ван-Дайк М.* Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир, 1986. 181 с.
11. *Roshko A.* Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number//J. Fluid Mech. 1961. V. 10. № 3. P. 345—356.
12. *Batham J. P.* Pressure distributions on circular cylinders at critical Reynolds numbers//J. Fluid Mech. 1973. V. 57. № 2. P. 209—228.
13. *Блюмина Л. Х., Федяевский К. К.* О периодическом срыве вихрей с поверхности цилиндра и силах, вызванных этими вихрями, на закризисном режиме обтекания//Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 3. С. 100—104.
14. *Швец А. И.* Пульсации давления при обтекании затупленных тел//ПМТФ. 1983. № 2. С. 65—72.
15. *Лашков В. А.* Аэродинамическое сопротивление цилиндра в двухфазном потоке//Изв. АН СССР. МЖГ. 1992. № 1. С. 123—129.
16. *Уэйсс Р. Ф., Нельсон В.* Распространение влияния донного давления вверх по потоку//Ракетная техника и космонавтика. 1968. Т. 6. № 3. С. 103—109.
17. *Невский Л. Б., Яковлев В. А., Боксер В. Д., Дмитриева В. Б.* Определение плотности в плоском околосзвуковом течении с помощью интерферометра сдвига//Оптико-механ. пром-сть. 1973. № 8. С. 9—11.
18. *Явелов И. С., Чернов Ю. А.* Волоконно-оптическое устройство для измерения импульсных давлений//Приборы и техника эксперимента. 1988. № 5. С. 138—141.
19. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
20. *Краснов Н. Ф., Кошевой В. Н., Калугин В. Т.* Аэродинамика отрывных течений. М.: Высш. шк., 1988. 351 с.
21. *Власов Е. В., Гиневский А. С., Каравосов Р. К.* Исследование аэродинамических и акустических характеристик акустически возбужденных струй//Совр. проблемы аэромеханики. М.: Машиностроение, 1987. С. 154—168.
22. *Антонов А. Н., Купцов В. М., Комаров В. В.* Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение, 1990. 271 с.
23. *Блохинцев Д. И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
24. *Дейч М. Е., Ощепков М. Ю., Тищенко А. А., Хамади аль-Джаноби Ш.* Пульсационные характеристики однофазного и двухфазного потоков пара в соплах Лавалья на нерасчетных режимах//Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1992. № 2. С. 104—128.
25. *Купцов В. М., Остроухова С. И.* Пульсации донного давления за цилиндром и диском при обтекании дозвуковым потоком//Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 181—183.
26. *Nach J., Quinsey V., Callinan J.* Experiments on two-dimensional base flow at subsonic and transonic speeds//Nat. Phys. Labor. Aero Rept. 1070. Jan. 1963.
27. *Дейч М. Е.* Техническая газодинамика. (Основы газодинамики турбин). М., Л.: Госэнергоиздат, 1953. 544 с.
28. *Салтанов Г. А.* Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Вышэйш. шк., 1972. 480 с.
29. *Аманбаев Т. Р., Ивандеев А. И.* Исследование влияния процессов дробления и испарения капель

- на обтекание тела двухфазным потоком//Теплофиз. высоких температур. 1988. Т. 26. № 6. С. 1189—1194.
30. *Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И.* Метод расчета обтекания тел парокапельным потоком при наличии эффектов дробления и испарения//ПМТФ. 1988. № 6. С. 126—133.
31. *Филиппенко В. А.* Взаимодействие капель со скачком уплотнения во влажном паре//Изв. СО АН СССР. Сер. технич. наук. 1989. № 3. С. 14—17.

Москва

Поступила в редакцию
15.IX.1993

МИХАИЛ ЕФИМОВИЧ ДЕЙЧ

1916—1994

3 января 1994 г. скончался выдающийся советский ученый, доктор технических наук, профессор М. Е. Дейч — создатель научно-педагогической школы по аэродинамике турбомашин, основатель нового научного направления — прикладной газодинамики двухфазных сред. Его многогранную деятельность характеризуют сотни статей, монографии и учебники, переведенные на многие языки. Среди его учеников — академики и профессора, сотни ученых, тысячи инженеров. У всех он завоевал любовь и глубочайшее уважение.

Проблемы нестационарных течений в зоне Вильсона занимали важное место в сфере научных интересов М. Е. Дейча — автора пионерных исследований в области фазовых переходов и конденсационной нестационарности. Данная статья, продолжающая цикл работ по спонтанной конденсации в отрывных течениях, была завершена под руководством М. Е. Дейча незадолго до его кончины и оказалась последней, подготовленной при непосредственном участии Михаила Ефимовича.