

УДК 532.528

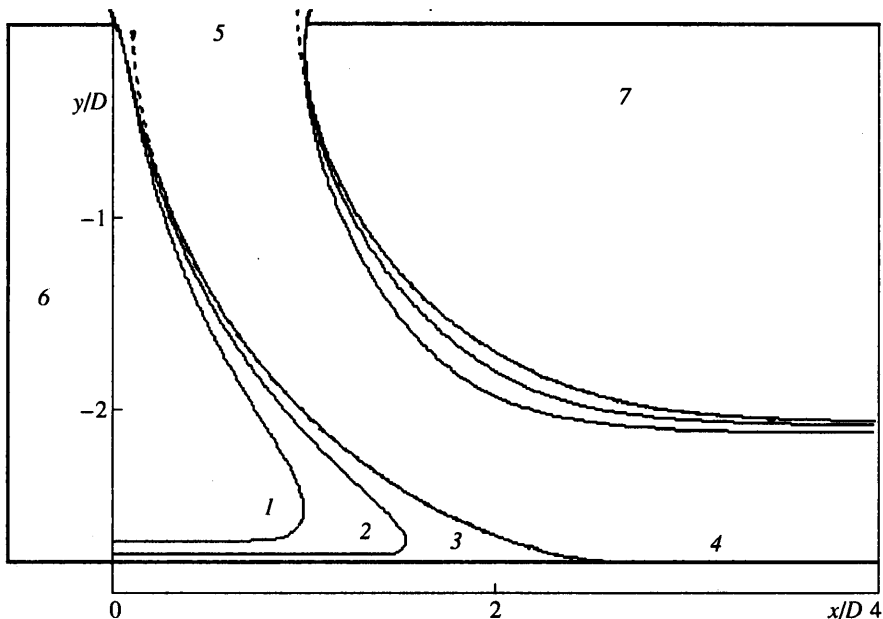
© 2001 г. И.И. КОЗЛОВ, В.В. ПРОКОФЬЕВ

УНОС ГАЗА ИЗ ВЕНТИЛИРУЕМОЙ КАВЕРНЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЧИСЛОМ КАВИТАЦИИ

Экспериментально исследуется гидродинамика вентиляруемой каверны с отрицательным числом кавитации. Проведены измерения распределения давления в области замыкания каверны, расходно-напорных характеристик, зависимости числа кавитации (или коэффициента давления) от интенсивности поддува. С помощью искровой фотосъемки и видеосъемки изучалась структура двухфазного течения около неустойчивой по Тейлору границы каверны. Проведены сравнения с имеющимися расчетными и теоретическими данными. Показано, что основной механизм уноса газа из каверны в околокритическом режиме течения связан с неустойчивостью Рэля – Тейлора. На основании этого факта получено, что коэффициент уноса газа из такой каверны пропорционален кривизне границы каверны и квадрату ее длины.

Во многих технических задачах и гидродинамических схемах используется метод создания искусственных вентиляруемых каверн с повышенным по отношению к окружающему пространству давлением (каверны с отрицательным числом кавитации). В отличие от обычных вентиляруемых каверн поддув газа здесь осуществляется не в область разрежения, а в зону течения с повышенным давлением по отношению к давлению в набегающем потоке. Представление о таких зонах дает, например, обтекание цилиндра или пластины по схеме Кольшера [1]. Практическая возможность создания области повышенного давления за телами большого удлинения экспериментально и расчетным путем показана в [2]. К этому же классу проблем следует отнести задачу о жидкой струйной завесе, разделяющей две заполненные газом области с различными давлениями [1]. Интерес к таким течениям связан также с разработкой нового способа создания кавитирующей струи жидкости путем поддува горячего пара в область повышенного давления [3]. При выборе параметров перечисленных выше схем в отличие от обычных каверн следует учитывать, что на унос газа сильно влияет рэлей-тейлоровская неустойчивость границы раздела жидкости и газа.

Гидродинамика такой каверны исследовалась экспериментально на плоской струйной установке. Исследования проводились в широком диапазоне скоростей истечения струи, величин поддува газа и для трех величин максимального сечения каверны. Проводились измерения распределения давления вдоль стенки-экрана, расходно-напорных характеристик, зависимости числа кавитации (или коэффициента давления) от интенсивности поддува. Исследования развития тейлоровских возмущений на неустойчивой границе струи показали, что основной механизм уноса газа из каверны в околокритическом режиме течения связан с неустойчивостью Рэля – Тейлора. На основании того факта, что в классической рэлей-тейлоровской неустойчивости граница перемешивания распространяется относительно невозмущенной границы пропорционально квадрату времени и действующему на границе ускорению [4], получено, что коэффициент уноса газа из такой каверны пропорционален кривизне границы каверны и квадрату ее длины.



Фиг. 1. Схема течения и расчетные границы струи при $H/D = 2.8$, кривые 1, 2, 3 соответствуют $C_d = 0.42, 0.47, 0.50$, 4 – экран, 5 – сопло, 6 – тамбур, 7 – внешнее пространство с атмосферным давлением, штриховые линии – границы струи для случая удаления сопла на бесконечность вверх по потоку

1. Течение жидкости с образованием каверны с отрицательным числом кавитации изучалось экспериментально на плоской струйной установке.

Все течение ограничено с боков двумя прозрачными параллельными пластинами, расстояние между которыми равно 5 мм. Струя жидкости (водопроводная вода) истекала из сужающегося плоского сопла 5 (фиг. 1) шириной $D = 25$ мм и ударялась перпендикулярно в экран 4, расположенный на расстоянии H от среза сопла. Жидкость имела возможность свободно вытечь вдоль экрана в атмосферу 7 при растекании в одну сторону, и ее течение было ограничено глухим "тамбуром" 6 при течении в другую сторону. В результате в тамбуре образуется застойная область повышенного давления, примыкающая к струйному течению. Вентилируемая каверна образуется путем подачи воздуха в застойную область 6.

Дадим краткое описание результатов расчетов течения в рамках модели идеальной плоской струйной завесы [1]. Теоретическое сопло, из которого истекала струя, симметрично и ось сопла направлена перпендикулярно плоскому экрану. Для моделирования реального сопла угол схождения подбирался из условия совпадения коэффициентов расхода при истечении в пространство для реального и теоретического сопла. На фиг. 1 представлены расчеты границ струи при истечении из такого сопла для трех значений коэффициента донного давления

$$C_d = -\sigma = (p_a - p_k) / (p_0 - p_a)$$

где p_0, p_k, p_a – полное давление струи и давление на границах каверны и струи, σ – число кавитации. Значение $C_d = 0.42$ (кривая 1) соответствует экспериментально измеренной величине при отсутствии поддува воздуха в застойную (донную) область. Максимальная (критическая) величина $C_d = C_d^*$, при которой каверна замыкается на плоском экране, для $H/D = 2.8$ равна 0,5 (кривая 3). При дальнейшем увеличении C_d

струя при заданном H/D не достигает экрана. Из сравнения границ струи при $C_d = C_d^*$ для точного решения и для случая удаления сопла на бесконечность вверх по потоку (фиг. 1) видно, что различие имеет место только в малой окрестности кромок сопла.

Для достаточно протяженной каверны вдали от кромок сопла и от точки замыкания каверны на экране течение имеет простой вид

$$p = p_0 - \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 v_0^{2(1-\Psi)}$$

$$V = V_\infty v_0^{1-\Psi} = \frac{V_\infty \Delta}{R |\ln v_0|}, \quad R = \frac{\Delta v_0^{\Psi-1}}{|\ln v_0|}$$

Здесь p , V – давление и модуль скорости, Ψ – функции тока. При $\Psi = 0$ получаем границу каверны, а при $\Psi = 1$ – внешнюю границу струи. Ширина струи на этом участке $\delta = \Delta(v_0^{-1} - 1) / |\ln v_0|$, где Δ – ширина отходящей вдоль экрана струи, $v_0 = \sqrt{1 + \sigma}$. Линии тока есть окружности радиуса R .

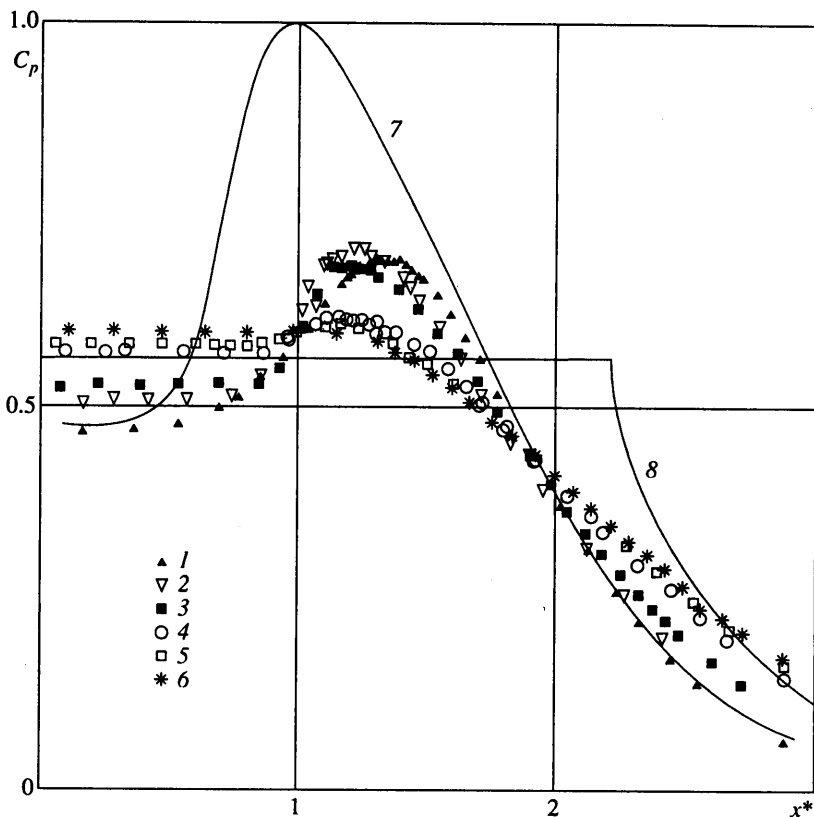
Это есть поле течения точечного вихря. Ускорение жидкости на внешней границе струи направлено по радиусу из жидкости в газ (такая граница устойчива [1,5] – граница полого вихря), а на границе каверны, наоборот, из газа в жидкость. Поскольку плотность газа значительно меньше плотности жидкости, граница каверны неустойчива в тейлоровском смысле. Выпишем выражение для модуля ускорения жидкости

$$a = (V_\infty^2 / \Delta) v_0^{3(1-\Psi)} |\ln v_0|$$

На внешней границе струи ускорение больше в v_0^{-3} раз, чем на границе каверны. Например, для течения, показанного на фиг. 1 при $H = 70$ мм, $D = 25$ мм, при скорости $V_\infty = 10$ м/с и критических условиях ускорения на границе каверны равно 662 м/с², а на внешней границе струи 2016 м/с², что много больше g , и учет весомости жидкости несуществен.

2. Результаты измерений распределения коэффициента давления $C_p = (p - p_a) / (p_0 - p_a)$ как функции от обезразмеренной координаты $x^* = x/D$ вдоль стенки-экрана (система координат показана на фиг. 1) при различной интенсивности поддува газа в каверну при $H = 60$ мм, $V_\infty = 31,6$ м/с представлены на фиг. 2. Здесь же показаны теоретические распределения C_p для экспериментально измеренной величины $C_d = 0,47$ в отсутствие поддува и для критической величины $C_d^* = 0,56$. При формировании обычной вентилируемой каверны за телом-кавитатором наблюдается монотонный рост максимума C_p с ростом σ (см., например, [6]). В рассматриваемом же случае максимум коэффициента давления в начальной стадии формирования вентилируемой каверны возрастает с ростом C_d , а затем интенсивно убывает (подробности см. в [16]).

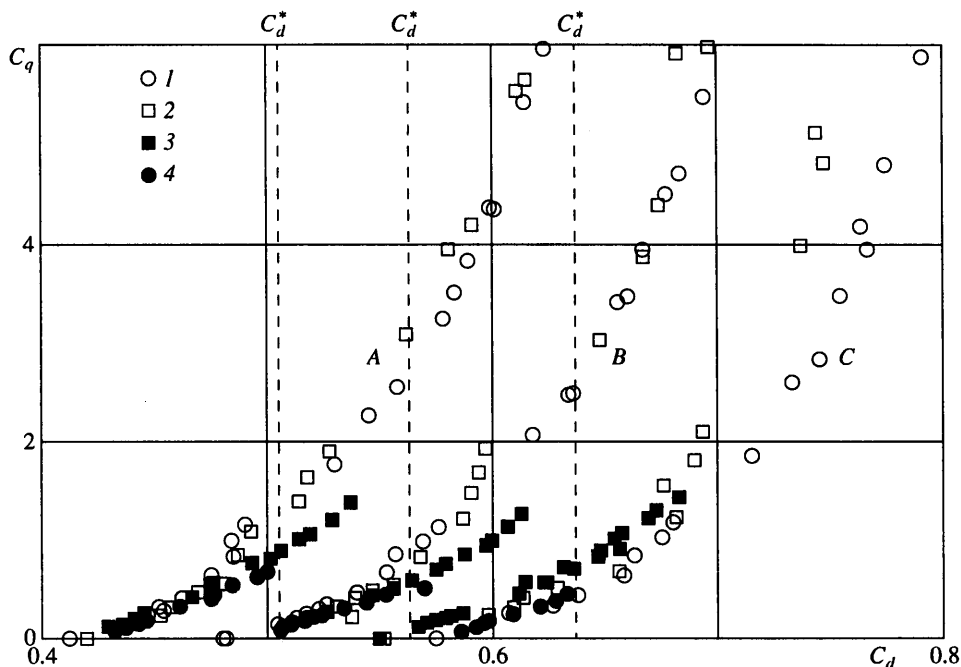
Критическому и сверхкритическому режимам течения соответствует монотонное распределение давления вдоль экрана, т.е. при некотором C_d^* максимум на профиле давления исчезает. Теоретическое значение $C_d^* = 0,56$, а в эксперименте $C_d^* = 0,6$ (фиг. 2). Такое увеличение C_d^* нельзя объяснить влиянием боковых стенок, так как за счет торможения при заданном C_d струя должна разворачиваться более круто. При безкавитационном режиме течения за счет этого эффекта экспериментальная точка максимума давления действительно лежит правее теоретической, однако по мере развития каверны ситуация меняется на обратную. Этот эффект может быть объяснен, если учесть развитие возмущений на неустойчивой, по Тейлору, границе струи – газовые фрагменты (пузыри, "пальцы") проникают через "невозмущенную" границу в сторону жидкости, а жидкие струи (или капли) распространяются в сторону каверны.



Фиг. 2. Изменение распределения C_p по $x^* = x/D$ при увеличении поддува газа $V_\infty = 31.6$ м/с, $H = 60$ мм. Цифры 1–6 соответствуют $C_d = 0.47, 0.51, 0.53, 0.56, 0.58, 0.60$, сплошные линии 7, 8 – результаты теоретических расчетов ($C_d = 0.47, 0.56$)

Зависимости коэффициента расхода газа $C_q = Q_g/Q_1$ от коэффициента донного давления C_d представлены на фиг. 3. Здесь Q_g – объемный расход поддуваемого в каверну газа, приведенный к давлению в каверне по изотермическому закону. Q_1 – объемный расход жидкости. Для зависимости $C_q(\sigma)$ ($\sigma = -C_d$) в случае искусственной вентилируемой каверны за плохообтекаемым телом (диск, конус) существует масштабный эффект – при различных скоростях течения (числах Фруда) кривые $C_q(\sigma)$ различны [6, 7]. В рассматриваемом случае для $H = 70$ и 60 мм также наблюдается зависимость $C_q(\sigma)$ от скорости течения – имеется два различных режима с большим и меньшим уносом газа из каверны. При $H = 50$ мм экспериментальные точки для того же диапазона скоростей попадают на одну кривую (с учетом погрешности эксперимента), соответствующую режиму с меньшим уносом газа. Объяснение причины масштабного эффекта, пригодное для обычных вентилируемых каверн, здесь не годится, так как и сами механизмы уноса газа здесь совершенно другие.

Прямыми вертикальными линиями ($C_d = C_d^*$) на фиг. 3 отмечены критические значения коэффициентов донного давления для $H = 70, 60$ и 50 мм. Видно, что для всех скоростей течения получены режимы вплоть до околокритических, попасть далеко в закритическую область при больших V_∞ не позволяла ограниченность ресурсов, данные же для умеренных V_∞ показывают, что в закритической области поддув газа растет гораздо более интенсивно с ростом C_d , чем в докритической области. Это

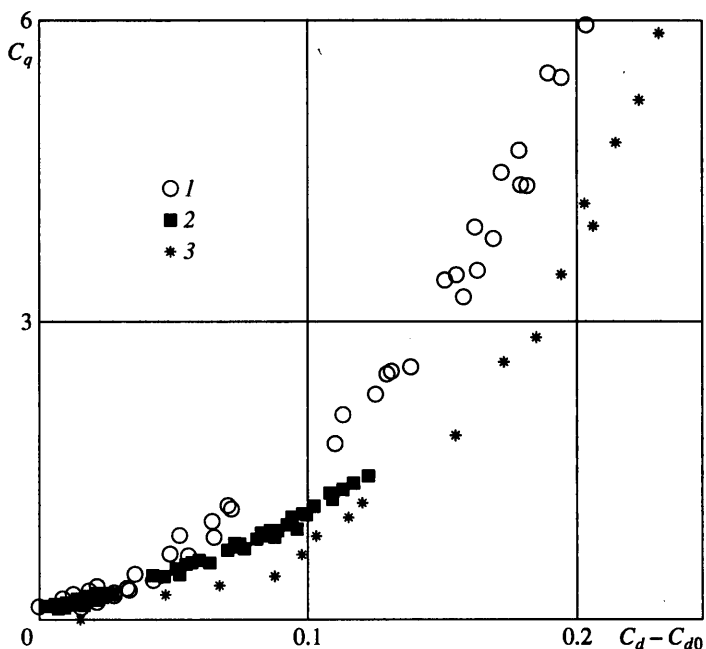


Фиг. 3. Зависимость коэффициента расхода газа $C_q(C_d)$ при $H = 70, 60, 50$ мм (А, Б, С, соответственно, штриховые линии – $C_d = C_d^*$), режимы 1–4 – $V_\infty = 8.4, 12.6, 31.6, 39.5$ м/с

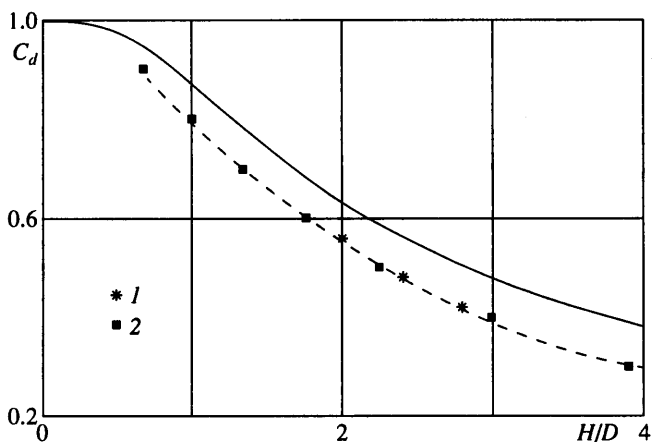
связано с тем, что при $C_d > C_d^*$ появляется дополнительный механизм уноса газа в газовой струе вдоль стенки экрана. Если построить C_q как функцию $C_d - C_{d0}$, где C_{d0} – значение коэффициента донного давления в отсутствие поддува газа, то все точки попадают на две кривые (фиг. 4). Некоторое несовпадение здесь может быть связано с ростом при малом давлении напора небольшой систематической ошибки при измерении полного давления.

Зависимость коэффициента донного давления от относительной величины зазора для безкавитационного режима в осесимметричном случае [8] (пунктирная линия на фиг. 5) хорошо согласуется с результатами, полученными на плоской модели. Сплошная кривая – зависимость для критического режима $C_d^*(H/D)$. Если распространить результаты на задачу создания воздушной подушки под днищем судна с жидкой струйной завесой, то, используя данные фиг. 3 и 5, можно сделать вывод о возможности значительного увеличения давления под днищем судна с помощью поддува газа. При $C_q = 1$ (как это следует из фиг. 3) достигается критическое давление, недостижимое для обычной безкавитационной схемы поддува. При сверхкритическом поддуве давление в подушке можно еще значительно увеличить, правда, при непропорциональном увеличении расхода воздуха.

3. Ниже представлены фотографии (фиг. 6–8, длительность вспышки $\sim 10^{-6}$ с), иллюстрирующие развитие кавитационного течения с ростом величины поддува при $H = 60$ мм и скорости течения $V_\infty = 7,7$ м/с. На начальной стадии образования каверны при взаимодействии струи с экраном видно возвратное течение (фиг. 6, $C_d = 0,53$). При дальнейшем увеличении поддува в окрестности присоединения струи к экрану наблюдается циркуляционная область, очень напоминающая течение по схеме Цельника [9]. В околокритическом режиме течения ($C_d = 0,56$) на внутренней неустойчивой границе струи образуются регулярные волны ("пальцы"), в то время как



Фиг. 4. Зависимость $C_q(C_d - C_{d0})$, обозначения режимов: 1 - $V_\infty = 12.6$ м/с, $H = 70$ и 60 мм, 2 - $V_\infty = 31.6$ м/с, $H = 70, 60$ и 50 мм, 3 - $V_\infty = 12.6$ м/с, $H = 50$ мм



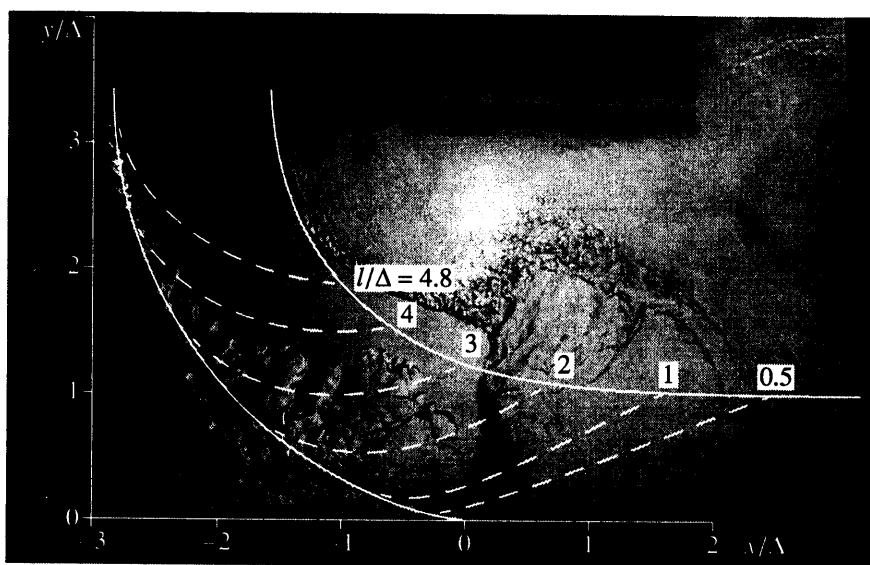
Фиг. 5. Зависимость $C_d(H/D)$, 1 - полученные данные, 2 - данные [8]

внешняя граница до области взаимодействия с пересекающими струю пузырями или "пальцами" не возмущена (фиг. 7). Видно, что течение сохраняет стабильный характер и при дальнейшем повышении давления в камере в область сверхкритических значений (фиг. 8, $C_d = 0.71$).

Смазанность изображения течения вблизи стенки-экрана на фиг. 8 свидетельствует о наличии здесь скоростей, заметно превосходящих V_∞ . Так как при такой величине C_d расчетная струя не должна доставать до экрана, то можно предположить, что между струей жидкости и экраном образуется струя газа, истекающая из камеры повышен-



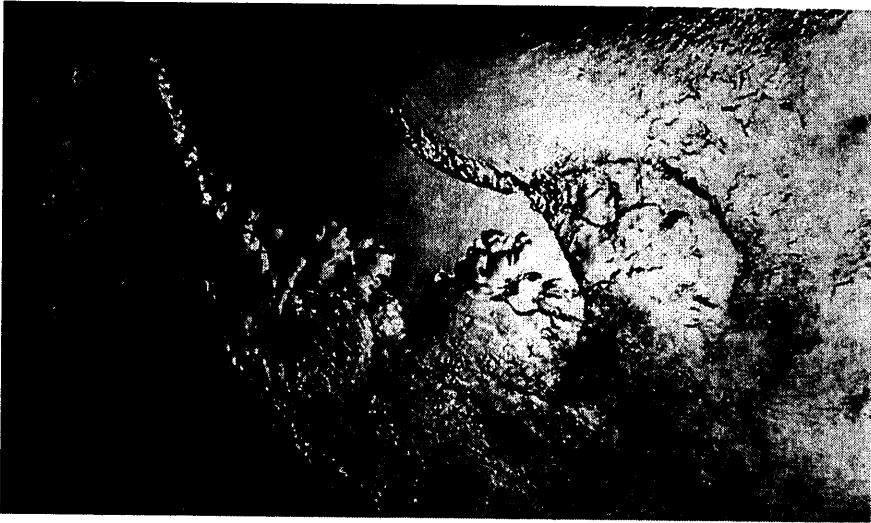
Фиг. 6. Фото картины течения при $H = 60$ мм, $V_\infty = 7.7$ м/с, $C_d = 0.53$



Фиг. 7. Фото картины течения при $H = 60$ мм, $V_\infty = 7.7$ м/с, $C_d = 0.56$

ного давления. Разумеется, газовая струя имеет большую скорость по сравнению с жидкой струей, что должно приводить к их интенсивному перемешиванию на участке ниже каверны высокого давления. При дальнейшем повышении давления наступает нестационарный режим взаимодействия газа и жидкости. опыты показали, что момент перехода к нестационарному режиму сильно зависит от условий поддува воздуха в каверну (от таких параметров, как диаметр отверстия, через которое осуществляется поддув, и величина "демпфирующего" объема установки, взаимодействующего с каверной).

Проведем сравнение наблюдаемых структур с некоторыми характеристиками возмущений, возникающих на плоской границе раздела жидкость – газ под действием



Фиг. 8. Фото картины течения при $H = 60$ мм, $V_\infty = 7.7$ м/с, $C_d = 0.71$

дестабилизирующего ускорения a , направленного перпендикулярно к поверхности. Можно показать, что в случае искривленной границы, когда длина волн много меньше радиуса кривизны поверхности R , роль ускорения a играет величина V_k^2 / R , V_k – модуль скорости на границе каверны. Будем учитывать, что $\rho_l \gg \rho_g$, где ρ_l , ρ_g – плотности жидкости и газа. В рамках модели идеальной жидкости в линейной постановке с учетом поверхностного натяжения γ для доминирующих волн (длина волны λ_m соответствует максимуму экспоненциальной скорости роста) имеем [5]

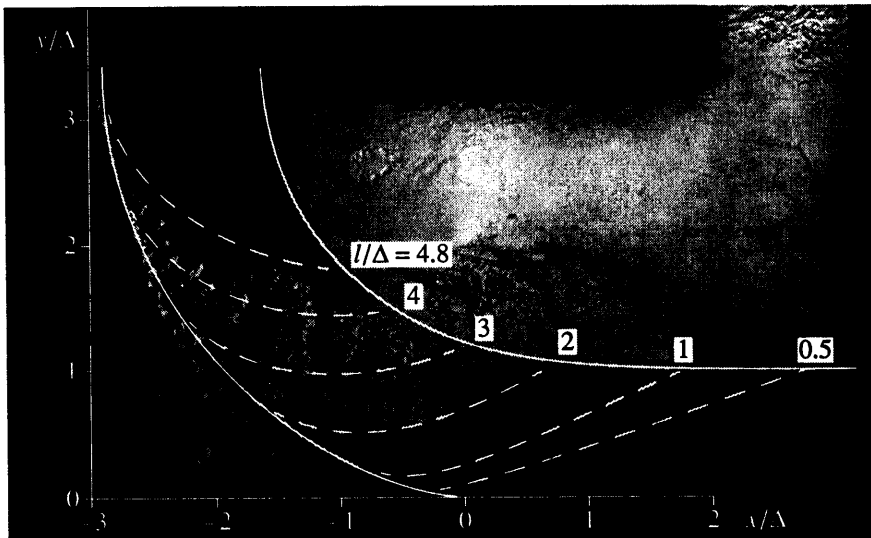
$$\lambda_m = 2\pi\sqrt{3\gamma / \rho_l a} \quad (3.1)$$

Безразмерная комбинация – число Этвosa (аналог числа Вебера) $Eo = \rho_l a \lambda_m^2 / \gamma = 12\pi^2 \approx 118$. Постоянство числа Этвosa гарантирует одинаковость поведения пузырей в потоке при различных параметрах течения. Оценить длину участка, на котором справедлива линейная теория, можно с помощью формулы [10]

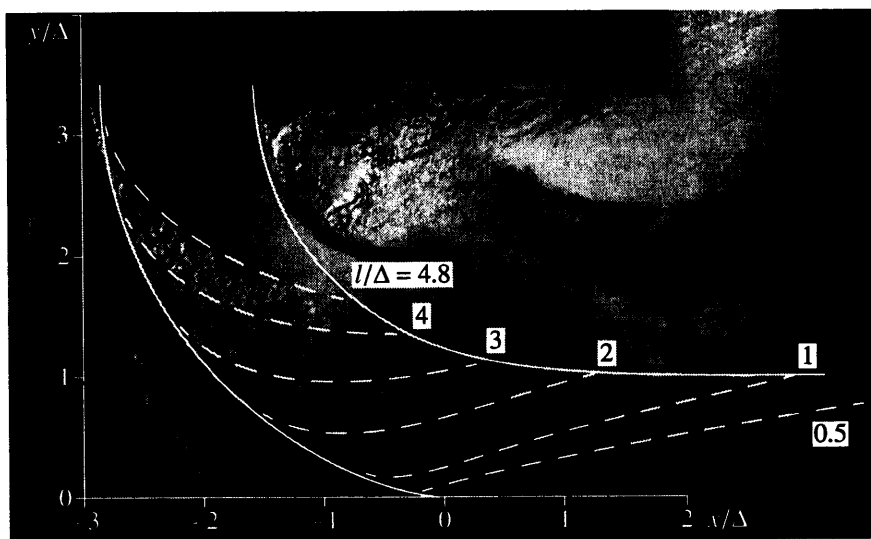
$$L_l / V_k = t_l \approx \sqrt{\lambda_m / \pi a} \quad (3.2)$$

Сравнение картины течения при одинаковой величине зазора $H = 60$ мм, и скоростях течения $V_\infty = 7.7, 12.9, 39.9$ м/с представлено на фиг. 7, 9, 10 ($\lambda_m = 3.7, 2.3, 0.7$ мм). Начальные размеры тейлоровских структур, представленных на этих фотографиях, согласуются с теоретическими величинами λ_m . В принятой нормировке единица длины равна 18,2 мм (теоретической ширине струи жидкости на бесконечности Δ). При большой скорости течения (фиг. 10) можно различить только структуры вблизи границы двухфазной области.

Сплошными белыми линиями на фотографиях нанесены границы струи, рассчитанные для асимптотического случая удаленного в бесконечность сопла при заданном числе кавитации. Как было показано ранее (фиг. 1), область вблизи кромок сопла, где имеется расхождение с точным решением, невелика. Однако расхождение теоретических границ струи с реальными существенно. Граница каверны сильно возмущена, жидкость проникает через равновесную границу за счет рэлей-тейлоровской неустойчивости, и начинает взаимодействовать с экраном значительно левее теоретической точки присоединения каверны к экрану. Этот факт подтверждается и сравнением



Фиг. 9. Околокритический режим течения $H = 60$ мм, $V_{\infty} = 12.9$ м/с, сравнение с теоретическими расчетами



Фиг. 10. Околокритический режим течения $H = 60$ мм, $V_{\infty} = 39.9$ м/с, сравнение с теоретическими расчетами

теоретического и реального распределений давления вдоль экрана (фиг. 2). Влияние уноса газа на течение столь велико (объемный расход уносимого газа и расход жидкости в струе одного порядка), что внешняя граница струи (граница струи и внешнего пространства) заметно (на порядок самой толщины струи) смещается относительно теоретической границы.

Белыми штриховыми линиями показаны траектории сферических газовых пузырьков, рассчитанные с использованием теоретического поля течения жидкости для отмеченного выше асимптотического случая. Цифры на графиках – значения обез-

размеренной начальной координаты пузыря l/Δ , где l отсчитывается вдоль каверны от хвостовой точки. Крайняя траектория $l/\Delta = 4,8$ соответствует координате кромки сопла (в асимптотических формулах влияние сопла отсутствует). Траектории рассчитаны согласно модели [11], учитывающей динамику сферического пузыря переменного радиуса. Вязкое сопротивление при относительном движении пузыря определялось по асимптотической формуле Левича [12] для больших чисел Рейнольдса. Проводились также расчеты с квадратичным законом сопротивления пузыря (коэффициент сопротивления принимался равным 0,6 – эти данные на рисунках не приводятся). В этом случае подвижность пузырей меньше. Начальный диаметр пузыря выбирался равным λ_m .

Анализ траекторий пузырей показал наличие значительных скоростей скольжения пузырей. Они достигают 20 и 35% скорости течения струи при $V_\infty = 40$ м/с и 45 и 85% при $V_\infty = 8$ м/с (для квадратичного и линейного законов сопротивления соответственно). Хорошее совпадение траекторий с границей двухфазной области для больших скоростей течения свидетельствует о том, что скорости скольжения такого порядка имеют место в действительности и при выборе модели двухфазной среды следует учитывать нелинейные эффекты, связанные со скольжением. Кроме того, отсюда следует, что для достаточно протяженных каверн ($L_k > D$, где L_k – длина образующей каверны) могут существовать режимы с непосредственным взаимодействием каверны с внешним пространством через тейлоровские структуры (например, через "пальцы"), что должно интенсифицировать унос газа.

Приведенные выше оценки показывают, что с ростом скорости относительная подвижность пузырей уменьшается и граница двухфазного течения смещается вниз по потоку. Отсюда следует, что режим с повышенным уносом газа из каверны может исчезнуть с ростом скорости течения или с уменьшением ширины зазора H . Эта гипотеза подтверждается данными о расходе газа из каверны.

Однако сравнение границы двухфазной области с крайней траекторией пузыря показывает, что с уменьшением скорости течения различие увеличивается. Имеет место как бы "запаздывание" генерации пузырей на границе каверны. При $V_\infty = 12,9$ м/с действительная граница двухфазной области смещена ниже теоретической на 0,5–0,7 калибра, а при $V_\infty = 7,7$ м/с границы различаются уже на 1,5 калибра. При $V_\infty = 3,7$ м/с (соответствующие рисунки не приводятся) отличие от расчетной границы порядка половины длины образующей каверны, пузыри – "пальцы" сносятся вдоль границы каверны и взаимодействия каверны с внешним пространством через тейлоровские структуры здесь нет.

Таким образом, режим с увеличенным расходом газа из каверны при заданном H имеет место в некотором диапазоне скоростей истечения струи. При малых и больших скоростях он отсутствует. Фактор запаздывания объясняется тем, что с уменьшением скорости течения увеличивается относительная длина участка линейного развития тейлоровских структур со сравнительно медленным ростом их амплитуды. По уменьшению длины линейного участка с ростом скорости течения можно прогнозировать и относительно более ранний переход к турбулентной стадии перемешивания фаз [4, 13] с разрушением структур типа пальцев и образованием пузырьковой среды. Важным может быть рост с уменьшением скорости течения характерных размеров возмущений λ_m по сравнению с шириной струи и расстоянием между боковыми стенками ($h = 5$ мм). При скорости 40 м/с, $\lambda_m \sim 0,7$ мм – на порядок меньше h , что может предопределить возникновение трехмерных структур, в том числе и сферических пузырей. При скорости 3.7 м/с, λ_m больше h и здесь доминируют двумерные тейлоровские структуры.

4. При видеосъемке течения в стробоскопическом освещении при частоте работы стробоскопа ~ 25 Гц видеофильм представляет собой случайный набор мгновенных картин течения (так как длительность импульса стробоскопа порядка микросекунд). Анализируя большое количество таких кадров, полученных при одном и том же

режиме течения, можно получить некоторые осредненные характеристики развития тейлоровских структур. Исследования проводились при небольшой (3,7 м/с) и умеренной (7,7 м/с) скорости истечения струи в околокритическом режиме при $H = 70$ мм (соответствующий коэффициент давления $C_d = 0,5$).

Обработка телевизионных кадров проводилась следующим образом: на изображении картины течения (после коррекции искажений) накладывались теоретические границы струи и каверны. Теоретическая граница каверны принималась за невозмущенную границу течения. От нее отсчитывалась амплитуда A пальца или волны, на уровне половины амплитуды измерялась ширина d пальца. Длина волн λ измерялась как расстояние между соседними максимумами волн. Все эти характеристики соотносились с длиной, измеряемой вдоль теоретической границы каверны от кромки сопла. В результате таких измерений получены зависимости амплитуды A от текущей длины L (фиг. 11). Полная длина теоретической каверны для рассматриваемого случая $L_k/D = 4,4$. Слева на графике отмечена длина линейного участка развития тейлоровских возмущений. К сожалению, разрешение применяемого метода не позволяло проводить измерения амплитуд на этом участке. Кривые на графиках – это степенные аппроксимации

$$A/D = c(L/D)^\beta \quad (4.1)$$

где $c = 0,11$, $\beta = 1,82$ ($V_\infty = 7,7$ м/с) и $c = 0,051$, $\beta = 2,04$ ($V_\infty = 3,7$ м/с).

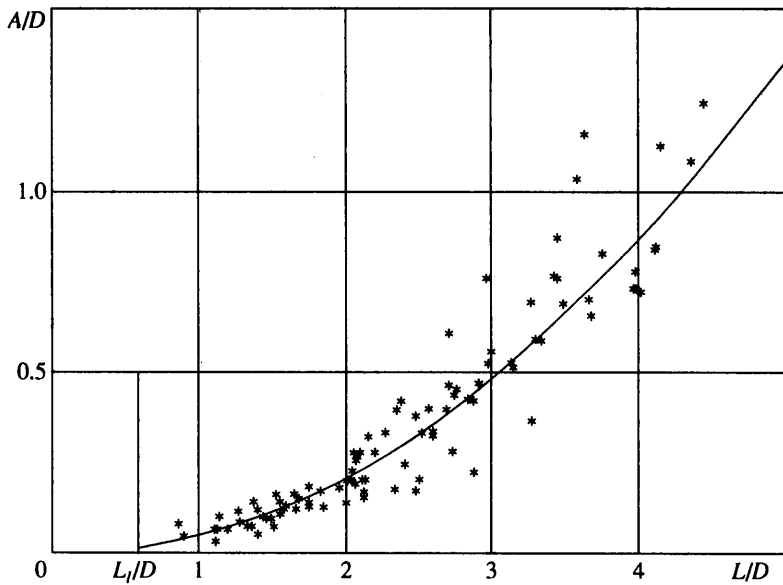
Аналогичным образом представим зависимости ширины пальцев d/D и длины волн λ/D от текущей координаты L/D (фиг. 12) с помощью экспоненциальной аппроксимации

$$\lambda/D = r \exp(\omega L/D), \quad d/D = s \exp(\theta L/D)$$

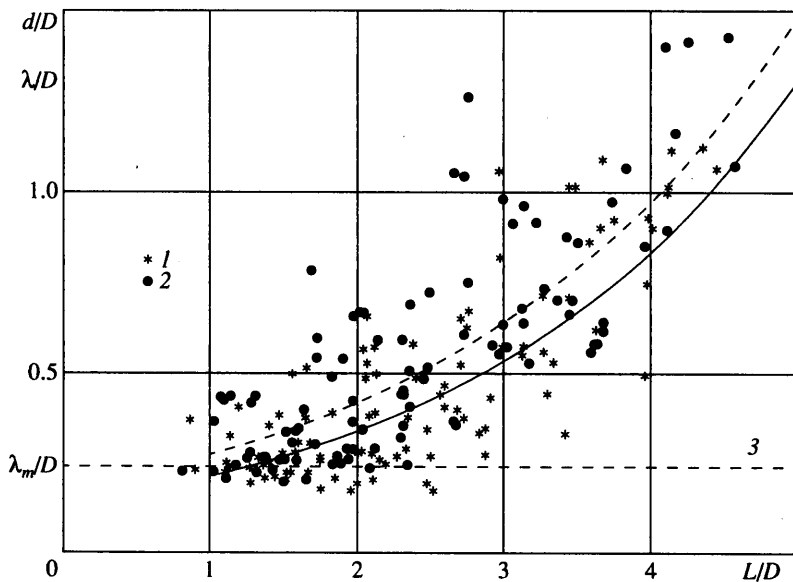
где $r = 0,18$, $\omega = 0,42$, $s = 0,14$, $\theta = 0,45$ ($V_\infty = 3,7$ м/с). Так как для этого режима $\lambda > h$, то структуры можно считать плоскими, а коэффициент заполнения пространства фазой пузырей (или концентрацию газовых пузырей) можно определить как $k = d/\lambda$. Так как показатели экспонент близки, то можно считать этот коэффициент не зависящим от L/D и приблизительно равным 0,78. Для $V_\infty = 7,7$ м/с, $r = 0,044$, $\omega = 0,93$, $s = 0,013$, $\theta = 1,02$, а коэффициент заполнения $k = 0,70$. Штриховой горизонтальной линией на фиг. 12 отмечен уровень λ_m/D (5.1) при характерном ускорении жидкости V_∞^2/H . Начальные размеры наблюдаемых структур совпадают с длиной волны наиболее быстро растущего линейного возмущения λ_m .

Развитие возмущений в представленных экспериментах соответствует описанию сценария развития тейлоровских структур в классической тейлоровской неустойчивости [4]. Вслед за линейным участком происходит нелинейное развитие тех же волн, затем начинается рост масштабов структур. При масштабах, превосходящих $10\lambda_m$, происходит переход к турбулентной стадии, когда отсутствует "память" о начальных условиях [4]. Данные, представленные на фиг. 12, показывают, что здесь имеет место три режима: линейный (не наблюдаемый в силу недостаточной разрешающей способности метода), нелинейный рост возмущений и образование длинноволновых структур.

В [4] на основании опытов, проведенных в ускоряющемся контейнере, получено, что граница внедрения легкой жидкости в тяжелую при действии ускорения a движется относительно первоначальной границы раздела по закону $Y = \alpha a t^2$. Опыты проводились в диапазоне ускорений $a = 25-75$ g для системы воздух – алкоголь ($\rho_l/\rho_g = 600$). Для двумерного случая $0,058 \leq \alpha \leq 0,061$, а для трехмерного $0,073 \leq \alpha \leq 0,077$.



Фиг. 11. Зависимость амплитуды A/D от координаты L/D при $V_\infty = 3.7$ м/с, L^*/D – длина линейного участка



Фиг. 12. Зависимость ширины "пальцев" d/D (1) и длины волн λ/D (2) от координаты вдоль границы каверны L/D при $V_\infty = 3.7$ м/с

В представленных здесь опытах при скорости 3,7 м/с среднее ускорение $a = V_\infty^2 / H \approx 20g$, если в аппроксимации (4.1) степень округлить до 2, то для соответствующего коэффициента α , принимая во внимание, что $L = V_k t$, получается величина, хорошо согласующаяся с результатами экспериментов [4]. Во втором случае ($V_\infty = 7,7$ м/с) скорость распространения возмущений заметно выше из-за влияния внешней границы струи.

Квадратичный закон распространения границы перемешивания подтвержден и прямыми численными расчетами процесса перемешивания [13]. Кроме того, в работе [14] в линейной постановке получен квадратичный закон проникновения газового пузыря в жидкость в неоднородном поле тяжести (в рассматриваемом случае ускорение жидкости также изменяется при движении поперек струи в радиальном направлении).

5. Если $dA(t)/dt$ определяет нормальную к границе каверны компоненту скорости уноса газа, то для объемного расхода газа из каверны можно написать

$$Q_g = kh \int_0^{L_k} \frac{dA}{dt} dl = khV_k A(L_k) \quad (5.1)$$

Здесь h – расстояние между боковыми пластинами, k – коэффициент, определяющий концентрацию "пальцев" в потоке (или коэффициент заполнения). Для определения коэффициента уноса газа получается формула

$$C_q = \frac{Q_g}{Q_l} = kv_0 \frac{A(L_k)}{K_p D}, \quad Q_l = V_\infty K_p h D \quad (5.2)$$

где K_p – коэффициент расхода сопла. Используя аппроксимации (4.1) и расчетные данные для K_p , получим, что при $V_\infty = 3,7$ м/с коэффициент расхода $C_q = 0,78$, что совпадает с результатами прямых измерений расхода при критическом C_d для режимов с малым уносом газа из каверны (фиг. 3). При $V_\infty = 7,7$ м/с величина $C_q = 1,09$, что согласуется с режимом большого уноса газа из каверны. Так как в этом случае пальцы достигают внешней границы струи при $L < L_k$, то подтверждается мысль о том, что увеличенный унос газа связан со взаимодействием образовавшихся структур с внешней границей струи – своего рода "туннельный" эффект.

Совпадение результатов измерений расходов с результатами анализа двумерных изображений свидетельствует о том, что для этих двух режимов, образуются двумерные структуры. Совпадение степени аппроксимации (4.1) и коэффициентов α для уноса газа из каверны и опытов в ускоряющемся контейнере свидетельствует о том, что при околоскритическом режиме течения основным механизмом уноса газа из каверны является образование тейлоровских структур. Что касается больших скоростей, то здесь λ_m становится значительно меньше h и могут образовываться пространственные структуры. Однако, как показали опыты [4], закон проникновения газовой фазы в жидкость для трехмерных структур остается квадратичным по времени, только с несколько большими коэффициентами α .

Если предположить, что такой закон имеет место в рассматриваемом случае, то при отсутствии "туннельного" эффекта должен иметь место квадратичный по L закон уноса газа из каверны, а это значит, что для коэффициента уноса газа из критической каверны можно написать

$$C_q = \alpha k \frac{L_k^2}{v_0 K_p D H} \quad (5.3)$$

где H в общем случае – характерный радиус кривизны границы каверны. В представленных экспериментах струя разворачивается на $\pi/2$ в зазоре шириной H , так что H есть характерный радиус кривизны, а длина каверны $L_k \approx \pi H/2$. Тогда для C_q получим формулу

$$C_q = \alpha k \pi^2 \frac{H/D}{4v_0 K_p} \quad (5.4)$$

Из (5.4) следует, что при заданном H/D коэффициент C_q в критическом режиме не зависит от скорости течения. С другой стороны, в исследованном интервале ($H/D = 2-2,8$) C_q меняется всего на 9%, что объясняет близость значений C_q при критических C_d при различных H/D .

Предложим систему параметров, в которых удобно исследовать различные режимы уноса газа из каверны. При критическом режиме течения $v_0 = F(H/D, \alpha_i)$, где α_i – безразмерные отношения геометрических характеристик сопла (сюда входят и угловые характеристики, такие, как угол схождения сопла, угол наклона сопла по отношению к экрану и т.п.). Для больших скоростей имеется автомодельность по числу Рейнольдса, кроме того, $\rho_g/\rho_l \ll 1$ и для многих процессов, в том числе и для тейлоровской неустойчивости, плотность газа становится несущественной, параметры α_i постоянны для всей серии экспериментов. В этом случае из теории размерности следует, что течение определяется двумя безразмерными параметрами, например H/D и $We = \rho D V_\infty^2 / \gamma$. Вместо этих "естественных" введем два других на основании физических представлений об изучаемом течении. Из сказанного выше следует, что режим уноса газа должен сильно зависеть от двух относительных характеристик: величины δ/y_b , где δ – ширина струи, y_b – глубина проникновения пальца в жидкость за время L_k/V_k (можно считать $L_k = \pi H/2$), и от отношения характерной длины линейного участка развития возмущений к длине каверны. Если характерный размер тейлоровских волн равен λ_m , скорость проникновения пальца пропорциональна $\sqrt{\lambda_m a}$, что характерно для нелинейной стадии развития возмущений (см., например, [15]), а характерное ускорение жидкости a положим равным V_∞^2/H , то δ/y_b пропорционально $v_0 We_H^{1/4} D/H$, $We_H = WeH/D$. На основании этих соображений и учитывая (5.2), введем два безразмерных параметра

$$L_1 = v_0 / We_H^{1/4} = v_0 (\rho_l / \gamma)^{1/4} H^{1/4} V_\infty^{1/2}$$

$$L_2 = We(\Delta/H)^3 = K_p^3 (\rho_l / \gamma) D^4 V_\infty^2 / H^3$$

В таблице представлены значения этих параметров для некоторых экспериментов. Знаком звездочка отмечены режимы с увеличенным расходом газа. С уменьшением L_2 уменьшается и величина δ/y_b , вероятность туннельного эффекта увеличивается. Из таблицы видно, что критическая величина $L_2 \approx 1000-2000$. Однако с возрастанием L_1 возрастает длина линейного участка, поэтому можно предположить, что и переход к другим режимам (например, к длинноволновому) затягивается. Это, по-видимому, может привести к исчезновению "туннельного" эффекта. С другой стороны, при значительном уменьшении L_1 (например, с ростом скорости струи) на длине каверны может достигаться турбулентный режим перемешивания с разрушением упорядоченных структур и образованием пузырьковой среды, что также может привести к исчезновению "туннельного" эффекта. Наконец, в безграничном потоке (при $L_2 \rightarrow \infty$) взаимодействия с внешней границей нет и будет существовать только один режим уноса газа из каверны.

Заключение. На плоской струйной установке исследована гидродинамика вентилируемой каверны с отрицательным числом кавитации. По изменению типа профиля давления в области замыкания каверны определено критическое число кавитации, большее по абсолютной величине теоретического значения. С ростом величины поддува максимум давления в области замыкания каверны ведет себя немонотонно. Можно реализовать течения с большой "закритичностью" без заметного разрушения структуры течения вблизи сопла. С переходом через критическое число кавитации относительный объемный расход поддуваемого в каверну газа сильно возрастает, что связано с возникновением в этом режиме дополнительного уноса в скоростной струе газа вдоль стенки-экрана.

Полученные зависимости расхода воздуха от коэффициента давления можно унифицировать, если вместо коэффициента давления использовать разность текущего коэффициента и его значения в отсутствие поддува. При наличии туннельного эффекта, связанного со взаимодействием тейлоровских структур с внешней границей струи, реализуется режим с повышенным уносом газа из каверны.

$H/D(u_0)$	$V_\infty = 3,7 \text{ м/с}$		8,4		12,6	
	L_1	L_2	L_1	L_2	L_1	L_2
2,8(0,704)	0,063	100	0,042	537*	0,034	1200*
2,4 (0,661)	–	–	0,041	765*	0,033	1720*
2,0(0,602)	–	–	0,039	1130	0,032	2500

$H/D(u_0)$	$V_\infty = 3,7 \text{ м/с}$		31,6		39,5	
	L_1	L_2	L_1	L_2	L_1	L_2
2,8(0,704)	0,063	100	0,021	7600	0,019	11900
2,4 (0,661)	–	–	0,021	11000	0,019	17000
2,0(0,602)	–	–	0,020	16000	0,018	25000

В околокритическом режиме течения основной механизм уноса газа из каверны связан с неустойчивостью Рэлея – Тейлора. В исследованном случае имеются три стадии развития возмущений – линейная, нелинейная и стадия развития длинноволновых возмущений. При постоянном критическом числе кавитации интенсивность уноса газа пропорциональна квадрату длины каверны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-01043).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич М.И. Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979. 536 с.
2. Карликов В.П., Молодых О.В., Шоломович Г.И. О турбулентном отрывном обтекании тел вращения с донным срезом // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 5. С. 50–51.
3. Очеретяный С.А., Прокофьев В.В. Иницирование кавитации путем поддува горячего пара в струю холодной жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 5. С. 91–100.
4. Read K. Experimental investigation or turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability // Physica D. 1984. V. 12. № 1–3. P. 32–44.
5. Биркгофф Г., Сарантонелло Э. Струи, следы и каверны. М.: Мир, 1964. 466 с.
6. Рождественский В.А. Кавитация. Л.: Судостроение, 1977. 240 с.
7. Эпштейн Л.А. Методы теории размерности и подобия в задача гидромеханики судов. Л.: Судостроение, 1970. 270 с.
8. Хонжонков В.И. Аэродинамика аппаратов на воздушной подушке. М.: Машиностроение, 1972, 328 с.
9. Цельник Д.С. Об одной модели струйной завесы // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 96–100.
10. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. Oxford: Clarendonpress, 1961. 652 p.
11. Очеретяный С.А., Прокофьев В.В. Разреженный двухфазный след за вентилируемой каверной. Проблемы современной механики. М.: Изд-во МГУ, 1998. С. 214–225.
12. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Изд-во АН СССР. 1952. 539 с.
13. Yongs D.L. Modelling turbulent mixing by Rayleigh-Taylor Instability // Physica. D. 1989. V. 37. № 1–3. P. 270–287.
14. Герценштейн С.Я., Чернявский В.М. О нелинейном развитии двумерных и трехмерных возмущений при неустойчивости Рэлея–Тейлора // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 38–46.
15. Герценштейн С.Я., Чернявский В.М., Штемлер Ю.М. О неустойчивости Рэлея–Тейлора при больших значениях времени // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 5. С. 8–18.
16. Козлов И.И., Прокофьев В.В. Об уносе газа из вентилируемой каверны с отрицательным числом кавитации // Отчет НИИ Механики МГУ. 2000. № 4574. 48 с.