

УДК 532.5

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ ПАДЕНИИ ТЕЛ НА ВОДУ

Ю. Л. ЯКИМОВ

(Москва)

В работе обсуждается механизм влияния атмосферы на картину входа тела в воду. Показан автомоделный характер движения брызговых струй и дана оценка аэродинамической силы, действующей на брызговые струи, которая объясняет качественное различие в характере движения жидкости в зависимости от плотности атмосферы. Эти результаты были кратко изложены в докладе Л. И. Седова на XIII Международном конгрессе механиков в Москве в августе 1972 г.

На фиг. 1 представлены три кинограммы, полученные при входе в воду цилиндра с плоским срезом при одной и той же скорости $V_0=25$ м/сек и числе Фруда $F=V/\sqrt{2R_0g}=33$, но при различных атмосферных условиях. Нижняя кинограмма — воздух, давление 1 ат. Верхняя кинограмма — гелий, давление 1 ат, средняя кинограмма — воздух, давление 0,13 ат. Нетрудно заметить, что при одинаковой плотности атмосферы и при разном давлении различия в картинах движения практически нет, но при разной плотности и одинаковом давлении имеет место качественное различие в картинах движения и смыкания струй.

Таким образом, изменение отношения плотности воздуха к плотности жидкости $\rho_1/\rho_0=10^{-3}-10^{-4}$ при сохранении числа Фр и критерия Эйлера $2P_0/(\rho_0 V_0^2)$ приводит к существенному изменению картины движения. Это обстоятельство для различных тел было замечено многими исследователями [1], однако объяснения сильного влияния столь малого параметра на движение не было.

Прежде всего заметим, что выброс струи при падении диска или полосы в начальный момент времени происходит по автомоделному закону. Для доказательства рассмотрим следующую плоскую задачу: идеальная несжимаемая жидкость заполняет в начальный момент времени нижнее полупространство, на отрицательной действительной полуоси выставлено условие $V_y=0$, на свободной поверхности давление $P_0=0$ в начальный момент времени для всех точек, отличных от нуля, поле скоростей задано в виде

$$V|_{t=0}=ia/\sqrt{z}, \quad (z=x+iy) \quad [a]=L^{3/2}T^{-1}$$

а свободная поверхность совпадает с действительной положительной полуосью.

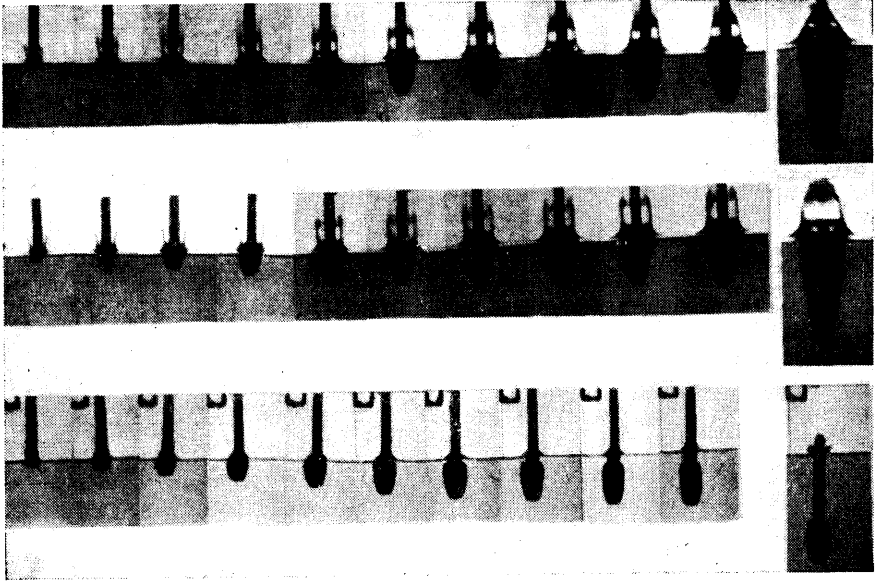
Нетрудно видеть, что движение в рамках этой постановки будет определяться только двумя размерными постоянными — a и ρ , и, следовательно, автомоделно [2]. При ударе по плавающему диску или полосе вблизи кромки в начальный момент времени имеет место аналогичная особенность, причем $a=V_0 R_0^{1/2} \sqrt{2}/\pi$ для диска и $a=V_0 \sqrt{R_0}$ для полосы, где V_0 — скорость погружения, R_0 — радиус диска или полуширина полосы. Если теперь в этих задачах устремить $R_0 \rightarrow \infty$, $V_0 \rightarrow 0$, но так, чтобы величина a оставалась конечной, то придем к указанной выше автомоделной задаче.

Однако этот предельный переход может быть выполнен без фактического изменения скорости диска и его диаметра, а за счет выбора единиц измерения длины и времени, что равносильно рассмотрению течения вбли-

зи кромки для начальных моментов времени, причем в качестве независимых переменных можно выбрать $xa^{-1/3}t^{2/3}$, $ya^{-2/3}t^{-1/3}$.

Как показывает эксперимент (фиг. 2) и сравнение с линеаризованным решением [3], в рассматриваемой задаче следует ожидать наличие струй жидкости вблизи кромки.

Определим массу Δm жидкости в элементе струи, имеющем скорости движения в пределах V и $V+\Delta V$ на единицу длины периметра. Эта масса



Фиг. 1

не зависит от времени, так как скорость частиц жидкости в струе не меняется со временем, а зависит только от a , V и ρ_0 . Из соображений размерности получим для диска и полосы соответственно

$$\frac{\Delta m}{R_0 \Delta \theta \Delta V} = \rho_0 C_1 \frac{a^4}{V^5}, \quad \frac{\Delta m}{\Delta V} = C_1 \rho_0 \frac{a^4}{V^5}$$

По фотографиям струи в вакууме (фиг. 2) было получено $C_1 \approx 1/300$. Так как рассматриваемый элемент струи растягивается под действием разности скоростей ΔV , для его площади получим $\Delta S = t \Delta V R_0 \Delta \theta$.

Рассмотрим теперь вопрос о перепаде давления Δp по разные стороны струи. Так как вблизи передней части тела уже формируется каверна, которая погружается вместе с цилиндром, то скорость воздуха в зазоре (исключая конец струи) равна скорости тела V_0 . Вне струи скорость воздуха пренебрежимо мала.

Перейдем к системе координат, движущейся вместе с концом струи вверх со скоростью V_1 . В этой системе координат движение газа вблизи конца струи близко к стационарному, и разность давлений оценивается интегралом Бернулли

$$\Delta P = 1/2 \rho_1 (V_0 + V_1)^2 - 1/2 \rho_1 V_1^2 = \rho_1 1/2 (V_0^2 + 2V_0 V_1)$$

Аналогичное выражение нетрудно написать и с учетом сжимаемости газа. Последний член является главным, так как $V_1 \gg V_0$ и, следовательно,

перепад давления значительно превышает $1/2\rho_1 V_0^2$. То, что V_1 может зависеть от времени несущественно, так как члены, связанные с неинерциальностью системы координат в выражении для перепада давления, взаимно сокращаются. Приближенные уравнения движения элемента струи будут иметь вид

$$\ddot{x} = -\frac{\Delta p \Delta S}{\Delta m} = \frac{\pi t}{C_1 8} \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{(V_0 + 2V_1) V_1^5}{R^2 V_0^3}$$

$$\dot{y} = V_1$$

$$x = y = 0, \quad dx/dy = \operatorname{tg} \alpha_0 \quad (t=0),$$

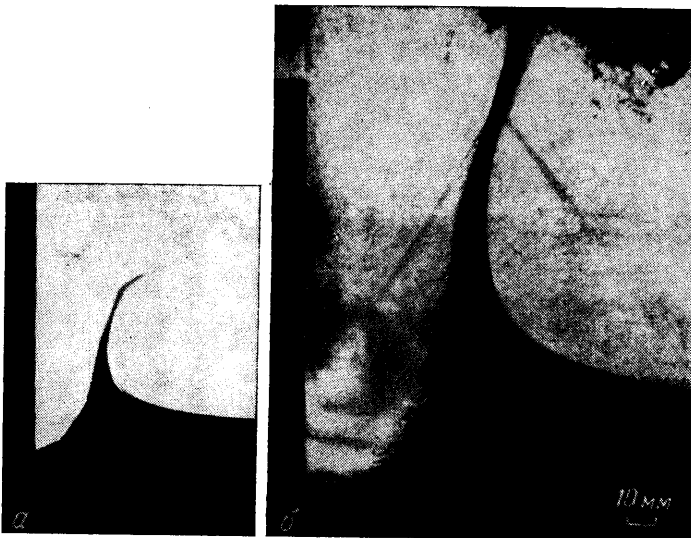
Интегрируя, получим

$$\frac{x}{R} = \frac{\pi}{C_1 48} \frac{y^3}{R^3} (V_0 + 2V_1) \frac{V_1^2}{V_0^3} \frac{\rho_1}{\rho_0} + \frac{y}{R} \operatorname{tg} \alpha_0$$

В точке смыкания $x=0$, $y=h$

$$h = R_0 \sqrt{\frac{48 C_1}{\pi^4} \frac{V_0^3}{(V_0 + 2V_1) V_1^2} \frac{\rho_0}{\rho_1} \operatorname{tg} \alpha_0} \approx R_0$$

Эта оценка согласуется с фотографиями эксперимента, полученными при обычных атмосферных условиях. Таким образом, при обычных атмо-

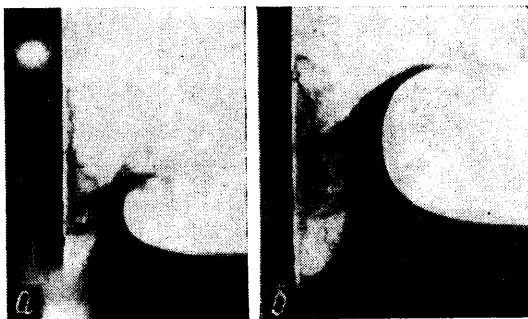


Фиг. 2

сферных условиях происходит быстрое смыкание струй, образующих вблизи носовой части цилиндра каверну малого объема. При малой плотности воздуха смыкание струй, как следует из решения, происходит значительно позже или вообще не происходит.

Отгибание струи наружу при малой плотности атмосферы можно представить следующим образом. Вследствие торможения, происходящего в основном в головной части струи, скапливаются частицы жидкости, которые

уже не подвержены растяжению из-за дисперсии скорости, так как имеют одинаковую скорость. В центральной части продолжается растяжение частиц жидкости. В результате головная часть струи под действием вычисленного перепада давления получает меньшую скорость смыкания нежели центральные части. Наличие различных скоростей в направлении смыкания приводит к резкому изменению формы струи с характерным пересжатием в центральной части и отогнутым наружу краем. На изогнутом конце струи возникают аэродинамические силы, еще больше отгиба-



Фиг. 3

ющие струю наружу, и в результате струи жидкости вообще не смыкаются. Таким образом, наличием аэродинамических сил можно объяснить качественное различие в движении при изменении плотности атмосферы. Фотографии, приведенные на фиг. 2, 3, получены в плоском латке искровой съемкой. Полная ширина тела 140 мм, скорость 7.5 м/сек.

Сопоставление формы струи в вакууме для разных моментов времени (фиг. 2) показывает геометрическое подобие формы струи, несмотря на то, что автомодельность имеет место только для начальных моментов времени и для концевой части струи, движущейся по инерции. При наличии дополнительного параметра ρ_0 задача также автомодельна для начальных моментов времени. Фиг. 3 иллюстрирует тот же опыт, но при обычных атмосферных условиях. Следует обратить внимание на раздвоение струи вблизи конца, причем это раздвоение, по-видимому, может быть описано в рамках автомодельной постановки. На последнем кадре фиг. 3 видно общее отклонение струи к телу, что связано с рассмотренным выше перепадом давления, который не описывается в рамках автомодельной постановки.

Автор признателен Л. И. Седову за многократные обсуждения и внимание к работе, а также Р. А. Валединскому и Ц. И. Ставскому за помощь в проведении экспериментов.

Поступила 7 XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Биркгоф Г., Сарантонелло Э. Струи, следы и каверны. М., «Мир», 1964.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957.
3. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М., «Наука», 1966.