

03

© 1991

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ СФЕРЫ В СРЕДЕ С ПРОТИВОДАВЛЕНИЕМ

С.М. Бахрах, В.Ф. Спиридонов,  
Ю.Г. Федорова

1. В литературе (см., например, [1-4]) широко обсуждаются различные механизмы, которые могли бы объяснить явление сверхглубокого проникания. В [4] обращено внимание на экспериментально установленный эффект значительного увеличения числа проникающих частиц при увеличении давления в образце и высказано предположение, что противодействие приводит к падению коэффициента сопротивления движению проникающих частиц. В литературе (см., например, [5, 6]) имеются данные о влиянии относительно небольших чисел кавитации  $b = 2\rho_H/\rho_H u^2$  ( $\rho_H$ ,  $\rho_H$  - давление и плотность в среде,  $u$  - скорость набегающего потока) на величину коэффициента сопротивления  $C_x$ . В данной работе численно исследуется влияние давления в более широком диапазоне.

2. Задача о движении недеформированной сферы  $R_0=1$  в конденсированной среде рассматривалась в гидродинамическом приближении в двумерной постановке с помощью методики [7, 8], где используются конечно-разностные аппроксимации законов сохранения массы, количества движения и энергии. Уравнение состояния среды принималось в форме Ми-Грюнайзена [9] со следующими значениями параметров:  $\rho_0=7.8$  г/см<sup>2</sup>,  $c_0=5$  км/с,  $n=3$ ,  $\Gamma=2.548$ . Задание различных величин давления в среде осуществлялось соответствующим изменением начальных значений плотности и энергии. Задавалось движение всей среды, окружающей сферу, со скоростью  $\vec{u}_0=1$  км/с, что соответствует движению сферы со скоростью  $-\vec{u}_0$  (число Маха  $M=0.2$ ). Число точек в основной серии расчетов составляло: 40 в радиальном направлении и 34 по углу. Точки в радиальном направлении расставлялись со сгущением к границе сферы. Со знаменателем  $q=0.94$ , размер точки, прилегающей к сфере, равнялся 0.05.

Сила сопротивления  $F$  движению сферы в жидкости вычислялась посредством интегрирования по поверхности сферы величины  $\rho d\vec{s}$ :

$$F_x = \int \rho d s_x = C_x \frac{\rho u_0^2}{2} \pi R_0^2,$$

где  $R_0$  - радиус сферы. В расчетах исследовалась зависимость коэффициента сопротивления  $C_x$  от величины противодействия

$$b = 2\rho_H/\rho_0 u_0^2.$$

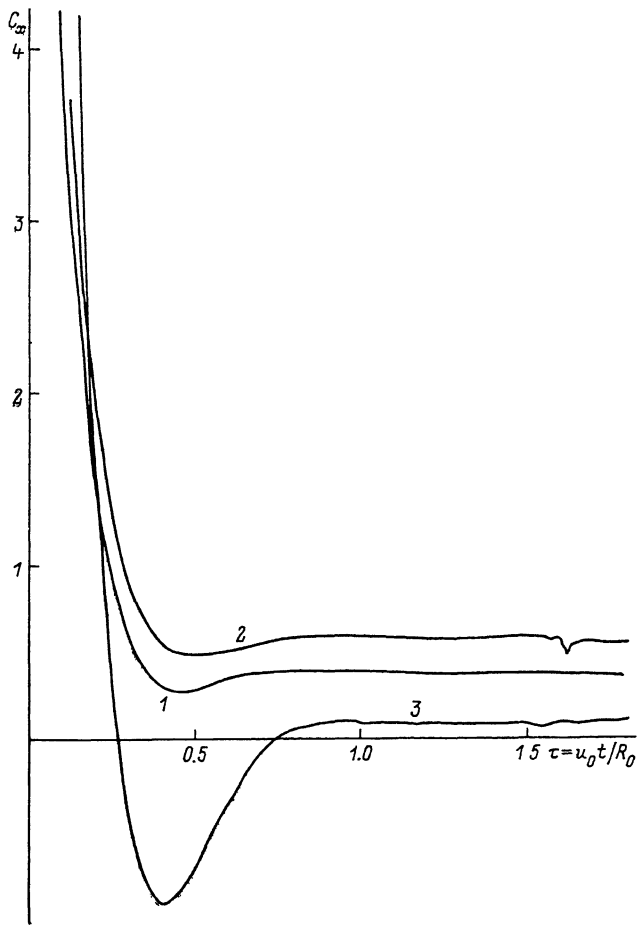


Рис. 1. Зависимость коэффициента сопротивления  $C_x = C_x(t)$  для различных чисел кавитации: 1 -  $\sigma=0$ , 2 -  $\sigma=0.5$ , 3 -  $\sigma=16.6$ . (6).

3. Основные результаты расчетов представлены на рис. 1, 2 и в таблице.

На рис. 1 представлена зависимость  $C_x(t)$  для нулевого числа кавитации. Достигнув максимального значения  $C_{x \max}$ , величина  $C_x$  уменьшается и при установившемся режиме достигает некоторого стационарного значения  $C_{x \text{уст}}$ . Величина  $C_x$ , полученная в расчетах при установившемся режиме  $C_x = 0.37$ , достаточно хорошо согласуется с данными приближенной теории [5, 6]  $C_x = 0.34$ . В таблице представлены основные расчеты и некоторые результаты.

На рис. 2 представлена зависимость  $C_{x \text{уст}}$  от числа кавитации, полученная в расчетах. При небольших числах кавитации имеет место согласие расчетных данных с имеющейся в литературе

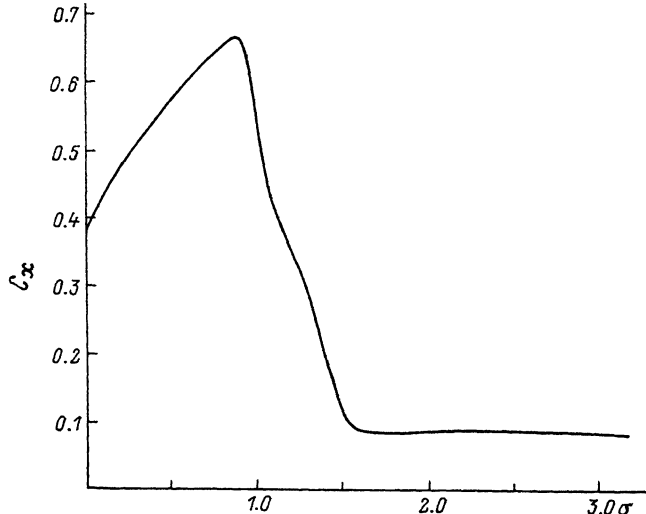


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления  $C_x$  в установившемся течении от числа кавитации  $\sigma$ .

[5, 6] линейной зависимостью  $C_x$  от числа кавитации  $C_x(\sigma) = C_x(0)(1 + \sigma)$  для этого диапазона  $\sigma \leq 0.8$ . При дальнейшем увеличении противодавления происходит смещение точки отрыва на полусферу, противоположную набегающему потоку. Это приводит к уменьшению  $C_{x\text{уст}}$  примерно в 4 раза для чисел кавитации, больших  $\sigma > 1.5$ . В этом случае каверна практически исчезает.

Противодавление порождает сложный характер течения среды при неустановившемся режиме. В определенные моменты времени

Коэффициент сопротивления для различных чисел кавитации

Начальные значения				Коэффициент сопротивления	
$N_{\sigma}$	число кавитации, $\sigma$	давление, $p_H$ (ГПа)	плотность, (г/см) $\rho_H$	$C_{x\text{max}}$	$C_{x\text{уст}}$
1	0.0	0.0	7.8	6.82	0.37
2	0.166	0.65	7.826	7.0	0.46
3	0.495	1.95	7.877	7.37	0.58
4	0.820	3.25	7.928	7.74	0.66
5	0.981	3.9	7.953	7.92	0.50
6	1.220	4.875	7.990	8.18	0.31
7	1.458	5.85	8.027	8.44	0.1
8	1.926	7.8	8.100	8.95	0.09
9	2.385	9.75	8.175	9.15	0.09
10	10.37	48.75	9.400	14.797	0.09
11	18.41	97.5	10.59	16.68	0.09

из-за схлопывания каверны давление на полусфере, противоположной набегающему потоку, становится больше, чем на полусфере, обращенной навстречу потоку. Коэффициент сопротивления  $C_x$  становится отрицательным. Это видно на рис. 1, где приведена зависимость  $C_x(t)$  для  $\sigma=0, 0.5, 1.6.(6)$ , кривые 1, 2, 3 - соответственно.

Проведенные расчеты подтвердили высказанную в [4] гипотезу о возможности уменьшения коэффициента сопротивления при движении тела в среде с давлением. Численно показано, что этот эффект имеет место при давлениях, отвечающих числу кавитации  $\sigma > 1.5$ .

Авторы выражают благодарность Л.В. Альтшулеру, по совету которого было предпринято данное исследование.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Горобцов В.Г., Ушеренко С.М., Фурс В.Я. В сб.: Порошковая металлургия. Минск: Высшая школа, 1979. В. 3. С. 8-12.
- [2] Черный Г.Г. // ДАН СССР. 1987. Т. 22. № 6. С. 1324-1328.
- [3] Григорян С.С. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. № 6. С. 1319-1323.
- [4] Альтшулер Л.В., Андилевко С.К., Романов Г.С., Ушеренко С.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 5. С. 55-57.
- [5] Гуревич М.И. Теория струй идеальной жидкости. М.: ФМ, 1961.
- [6] Баркгоф Г., Сарантонелло Э. Струи, следы и каверны. М.: Мир, 1964.
- [7] Бахрах С.М., Винкуров О.А., Горбенко Г.В., Ковалев Н.П., Осипов Ю.А., Торопова Т.А. // ПМТФ. 1989. 5. С. 150-155.
- [8] Бахрах С.М., Спиридонов В.Ф., Шанин А.А. // ДАН СССР. 1984. Т. 276. № 4. С. 829-833.
- [9] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

Поступило в Редакцию  
21 августа 1990 г.