

К. К. ШАЛЬНЕВ

### КРИТЕРИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СРЫВНОЙ КАВИТАЦИИ КРУГЛОГО ПРОФИЛЯ

(Представлено академиком Л. С. Лейбензоном 8 VI 1948)

При расчете гидромашин на кавитацию возникает потребность в определении опасности возникновения кавитации какой-либо детали машины по известному распределению давления на этой детали.

В данном сообщении изложены результаты исследования критерия возникновения кавитации срывного типа, развивающейся в области срывного течения за цилиндром.

В качестве критерия подобия явлений кавитации принято применять коэффициент кавитации

$$\lambda = \frac{p_{\infty} - p_n}{\gamma} : \frac{v_{\infty}^2}{2g}, \quad (1)$$

где  $p_{\infty}$ ,  $v_{\infty}$  — давление и скорость потока перед телом в точке  $M_{\infty}$ ,  $p_n$  — давление паров воды,  $\gamma$  — вес единицы объема жидкости и  $g$  — ускорение силы тяжести.

Известный в настоящее время вывод формулы (1), основанный на условии, что кавитация возникает на теле в точке минимального давления  $M_m$  (1,2), приводит к выражению  $\lambda$ , соответствующему возникновению кавитации, в виде

$$\lambda_a = \frac{v_m^2}{v_{\infty}^2} - 1 = -\bar{p}_m, \quad (2)$$

где  $v_m$  — скорость и  $\bar{p}_m$  — коэффициент давления в точке  $M_m$ , равный для любой точки на теле

$$\bar{p}_m = \frac{p_m - p_{\infty}}{\gamma} : \frac{v_{\infty}^2}{2g} = 1 - \frac{v_m^2}{v_{\infty}^2}. \quad (3)$$

Вывод формулы коэффициента срывной кавитации круглого цилиндра для момента ее возникновения мы сделаем при условиях, принятых нами взамен прежнего на основании теории вихревого шнура (3,4), экспериментальных исследований течения вокруг цилиндра (5,6) и собственных опытов с кавитацией цилиндра (7-9) (рис. 1 и 2).

Эти условия будут следующие:

1) минимум давления в срывной области течения за цилиндром находится в центре периодически отходящих вихрей;

2) вращение частиц жидкости внутри вихря происходит с постоянной угловой скоростью;

3) давления на границе вихря и основного течения и на задней стороне цилиндра, вблизи задней особой точки, в момент отхода вихря от цилиндра равны между собой.

Кроме того, предполагаем, что распределение давлений вокруг вихря и тела в период от момента достижения вихрем максимальных размеров до момента отхода вихря от тела остается неизменным.

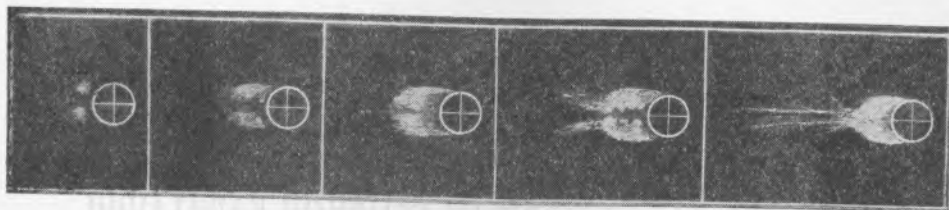


Рис. 1. Схематичные зарисовки развития кавитации круглого цилиндра при  $\lambda = 3,42; 2,65; 2,43; 2,16$  и  $1,98$ . В начальных стадиях развития кавитации облачко кавитации наблюдается в отдалении от цилиндра

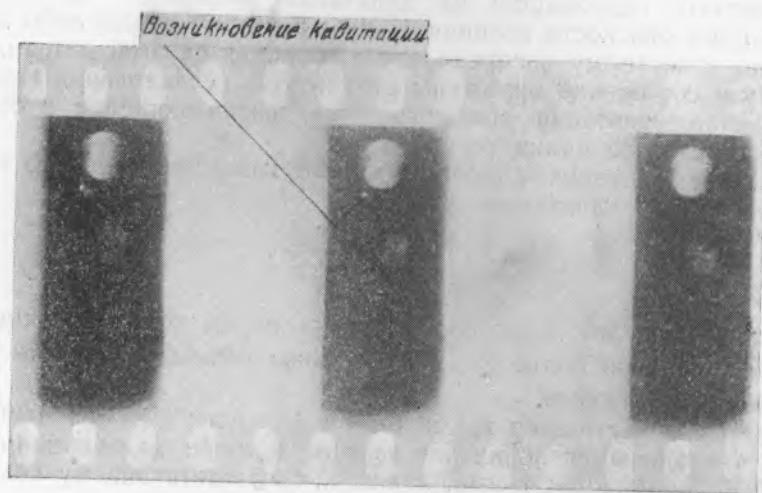


Рис. 2. Киносъемка кавитации круглого цилиндра с частотой  $n = 3000 \div 3700$  кадров в секунду при  $\lambda = 2,5$ . При этом значении коэффициента кавитации момент возникновения кавитации не постоянен за период развития вихря: на снимках показан случай возникновения кавитации в отдалении от цилиндра, а не в начальный период его развития, когда вихрь очень близок к поверхности цилиндра

На основании второго пункта наших условий можем написать

$$\frac{u}{r} = \frac{u_k}{r_k}, \quad (4)$$

откуда, с помощью уравнения энергии, находим давление в центре вихря

$$\frac{p_0}{\gamma} = \frac{p_k}{\gamma} - \frac{u_k^2}{2g}, \quad (5)$$

где  $u$  и  $u_k$ , соответственно, скорость вращения частиц в области вихревого шнура на радиусах  $r$  и  $r_k$ ;  $p_k$  — давление в области вихревого шнура на радиусе  $r_k$ .

Из (4) и (5) следует, что в течение периода развития вихря давление в центре вихря становится минимальным в момент достижения вихрем максимального диаметра.

Применяя теперь уравнение энергии для струйки жидкости от точки  $M_\infty$  до точки  $M_B$  на границе вихря и основного течения

$$\frac{p_\infty - p_B}{\gamma} = \frac{v_B^2 - v_\infty^2}{2g},$$

используя на основании (5) условие возникновения кавитации

$$\frac{p_0}{\gamma} = \frac{p_\Pi}{\gamma} = \frac{p_B}{\gamma} - \frac{v_B^2}{2g},$$

полагая  $v_B = u_k$ , получаем

$$\frac{p_\infty - p_\Pi}{\gamma} = 2 \frac{v_\infty^2}{2g} \left( \frac{v_B^2}{v_\infty^2} - 1 \right)$$

и формулу коэффициента кавитации

$$\lambda = \frac{p_\infty - p_\Pi}{\gamma} : \frac{v_\infty^2}{2g} = 2 \left( \frac{v_B^2}{v_\infty^2} - 0,5 \right). \quad (6)$$

Вводим условное обозначение правой части формулы (6) через  $\lambda_c$ :

$$\lambda_c = 2 \left( \frac{v_B^2}{v_\infty^2} - 0,5 \right). \quad (7)$$

Сравнением (3) и (7) находим выражение для  $\lambda$  через  $\bar{p}$ :

$$\lambda_c = 1 - 2\bar{p}_{180^\circ}, \quad (8)$$

так как, по нашему третьему условию, можно положить  $\bar{p}_B = \bar{p}_\Pi = \bar{p}_{180^\circ}$  и  $v_B = v_\Pi = v_{180^\circ}$ .

Соответствие формулы (8) действительности покажем с помощью данных продувок шести цилиндров диаметром  $d=5 \div 20$  мм в малой гидродинамической трубе ВИГМ. Сечение мерного участка трубы было равно  $50 \times 20$  мм.

Измеренные величины давлений  $p_\infty$  и скоростей  $v_\infty$ , входящие в формулу (1), на влияние границ не исправлялись. Начало кавитации определялось визуально и по шуму кавитации.

Т а б л и ц а 1

$d$	$Re \cdot 10^{-5}$	$\bar{p}_M$	$\bar{p}_{180^\circ}$	$\lambda_a$	$\lambda_c$	$\lambda$
5	0,59	-1,05	-0,62	1,05	2,24	2,18
8	0,65	-1,16	-0,85	1,16	2,70	2,53
10	0,86	-1,45	-1,02	1,45	3,04	3,23
12	1,47	-1,80	-1,10	1,80	3,20	3,56
15	0,70	-1,70	-1,60	1,70	4,16	4,72
20	1,69	-3,70	-2,10	3,70	5,20	5,86

В табл. 1 приведены результаты измерений на цилиндре минимального давления  $p_m$ , давления  $p_{180^\circ}$  в задней точке цилиндра и результаты вычисления коэффициентов кавитации  $\lambda$ ,  $\lambda_a$  и  $\lambda_c$  соответственно формулам (1), (2) и (8). Числа Рейнольдса  $Re$  вычислены с учетом влияния границ трубы.

Сравнение результатов опытов показывает нам что если разность  $\lambda - \lambda_a$  превышает  $\lambda$  на 100% и более, то разность  $\lambda - \lambda_c$  колеблется в пределах 3—14% от  $\lambda$ .

1. Предлагаемые формулы (7) и (8) коэффициента кавитации дают расхождение с опытом в пределах точности эксперимента, следовательно, найденные по ним значения коэффициентов кавитации могут служить критерием возникновения срывной кавитации круглого профиля.

2. Дальнейшее использование изложенного метода должно состоять в применении его для определения опасности срывной кавитации на профилях лопаток гидромашин.

Всесоюзный научно-исследовательский  
институт гидромашиностроения

Поступило  
26 IV 1948

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> E. Leroix, Cours d'aéronautique, Paris, 1927. <sup>2</sup> J. Ackereet, Techn. Mech. u. Therm., 1, No. 1, 2 (1930). <sup>3</sup> Н. Е. Жуковский, Теоретические основы воздухоплавания, 1938. <sup>4</sup> А. Я. Милович, Основы гидромеханики, 1946. <sup>5</sup> H. Nisi and A. Portier, Phil. Mag., 46 (1923). <sup>6</sup> M. J. Schwabe, Ingenieurarchiv, 6, No. 1 (1935). <sup>7</sup> Газета Техника, № 7 (636) (1937) <sup>8</sup> Там же, № 11 (640) (1937). <sup>9</sup> Н. М. Иванов, ЖТФ, 8, № 19 (1938).