

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЦ ПОТОКА НА КАВИТАЦИОННОЕ ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРА

Б. К. Шальнев (Москва)

Описываются результаты экспериментальной проверки распространенного метода приведения данных опытов с моделями в потоке ограниченной ширины к условиям потока бесконечной ширины. Опыты были поставлены с цилиндрами диаметром от 5 до 20 мм при относительном стеснении ширины рабочей камеры от 0.05 до 0.40. Параметры, характеризующие обтекание, как-то: сопротивление, коэффициент давления, число кавитации — приводились к условиям бесконечности при помощи экстраполяционных графиков в функции относительного стеснения потока до нулевого значения стеснения. Показано, что использование эквивалентной скорости не всегда оправдывается и может привести к ошибкам. Причина ошибок заключается в том, что приращение эквивалентной скорости на профиле модели цилиндра неравномерно и испытывает влияние, помимо границ потока, также стадии кавитации, т. е. влияние формы и габаритов зоны кавитации. Истинная величина поправки может быть определена только в результате серии опытов при различном стеснении потока моделями, но при одинаковом числе Рейнольдса.

Обозначения

a — высота рабочей камеры;	R — число Рейнольдса;
b — ширина рабочей камеры;	S — число Струхала;
b_c — максимальная ширина зоны кавитации;	u — скорость на профиле цилиндра;
C_x — коэффициент лобового сопротивления;	v — скорость потока до модели;
d — диаметр цилиндра; h — его высота;	v_∞ — скорость потока с учетом стеснения его моделью — эквивалентная скорость;
g — ускорение силы тяжести;	X — лобовое сопротивление модели;
k — коэффициент эквивалентной скорости;	β — относительная ширина зоны кавитации;
l_c — длина зоны кавитации;	Δv — приращение скорости;
l_0 — длина отрывной части зоны;	γ — вес единицы объема воды;
N — число срывающихся каверн;	\varkappa — число кавитации;
p — гидромеханическое давление;	λ_c — относительная длина зоны кавитации;
P_c — давление в зоне кавитации;	λ_0 — относительная длина отрывной части зоны кавитации;
p_v — давление паров воды;	ν — кинематическая вязкость;
P — коэффициент давления;	θ — угол между осью пьезоотверстия в модели и направлением потока.
q — скоростной напор;	
r — радиус цилиндра;	

Индексы: ∞ — для потока бесконечной ширины; b — для потока ограниченной ширины

$$\varkappa = \frac{P_\infty - P_v}{\gamma q}, \quad P = \frac{P - P_\infty}{\gamma q}, \quad q = \frac{v^2}{2g}, \quad R = \frac{dv_\infty}{\nu}, \quad S = \frac{Nd}{v_\infty}$$

$$C_x = \frac{X}{hdq_\infty \gamma}, \quad k = \frac{b}{b - a}, \quad \lambda_c = \frac{l_c}{d}, \quad \lambda_0 = \frac{l_0}{d}, \quad \beta = \frac{b_c}{d} \quad (1)$$

1. Влияние приторцевых стенок на обтекание модели заключается в том, что пограничный слой искажает равномерную эпюру скоростей в мерном сечении, вследствие чего распределение силы сопротивления вдоль модели также становится неравномерным. Влияние приторцевых стенок можно исключить, если сопротивление определять по распределению давления в среднем сечении модели и относить измеренные величины давления к скорости на оси рабочей камеры.

Однако наличие двух других стенок должно сказываться и на обтекании среднего элемента модели по сравнению с потоком бесконечной ширины.

Влиянию границ потока посвящено больше теоретических работ, чем экспериментальных исследований [1-13]. Теоретические исследования относятся преимущественно к влиянию ширины камеры на сопротивление, подъемную силу, габариты зоны кавитации, притом в очень малом диапазоне относительного стеснения моделью мерного створа рабочей камеры d/b и при малых числах кавитации \varkappa .

Имеются рекомендации относить измеряемые величины гидродинамических давлений к скорости, эквивалентной скорости потока бесконечной ширины и вычисляемой применительно к нашим исследованиям по формуле [16-18]

$$v_\infty = vk = v \frac{b}{b - d} \quad (2)$$

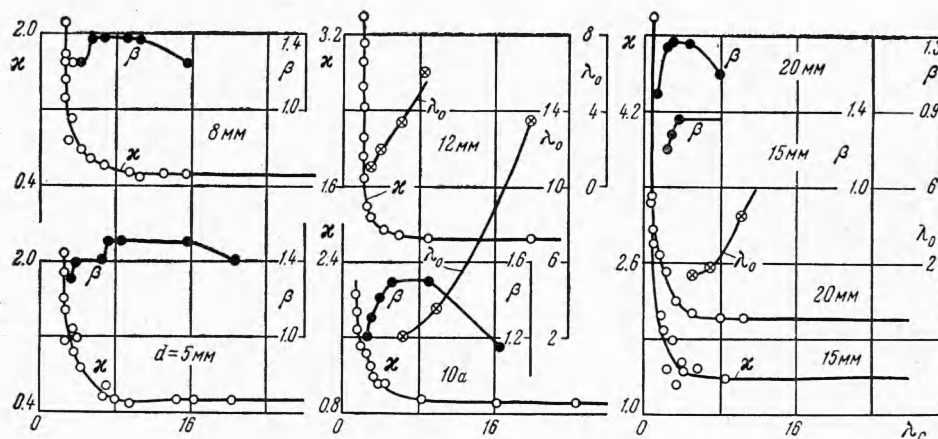
В исследованиях кавитационной эрозии [19, 20] часто требуется знать влияние границ в более широком диапазоне относительного стеснения потока d/b и на другие характеристики обтекания, как-то: число Рейнольдса R , число Струхала S и число кавитации κ для различных стадий кавитации λ .

Таблица 1

d , мм	d/b	v , мсек ⁻¹	k	$R \cdot 10^{-5}$
5	0.05	12	1.03	0.62
8	0.16	7.5	1.09	0.65
10a	0.20	12.5	1.1	1.38
10б	0.20	9.2	1.1	1.02
12	0.24	10	1.18	1.46
15	0.30	4.4	1.21	0.80
20	0.40	5.86	1.44	1.68

2. Экспериментальные исследования были поставлены в гидродинамической трубе, в рабочей камере сечением $a \times b = 20 \times 50$ мм. Было испытано шесть моделей цилиндров при относительном стеснении потока $d/b = 0.1 - 0.4$. Условия опытов представлены в табл. 1. Числа Рейнольдса R в табл. 1 подсчитаны с использованием значений k , полученных в результате настоящего исследования при экстраполяции S_x . Как видно из табл. 1, опыты велись в пределах сравнительно малого влияния числа R на сопротивление C_x .

Опыты состояли из: 1) наблюдений развития зоны кавитации в зависимости от числа кавитации κ , сопровождаемых замерами габаритов зоны кавитации; 2) измерений распределения давления в среднем сечении моделей, температуры воды и барометрического давления. Для того чтобы измерить величину давления в разных точках сечения, пользуясь одним и тем же пьезоотверстием, модель, соединенная с нониусом лимба, могла устанавливаться на угол θ между осью потока и осью пьезоотверстия. Ось потока находилась как ось симметрии кривых коэффициента давления $P = P(\theta)$.



Фиг. 1

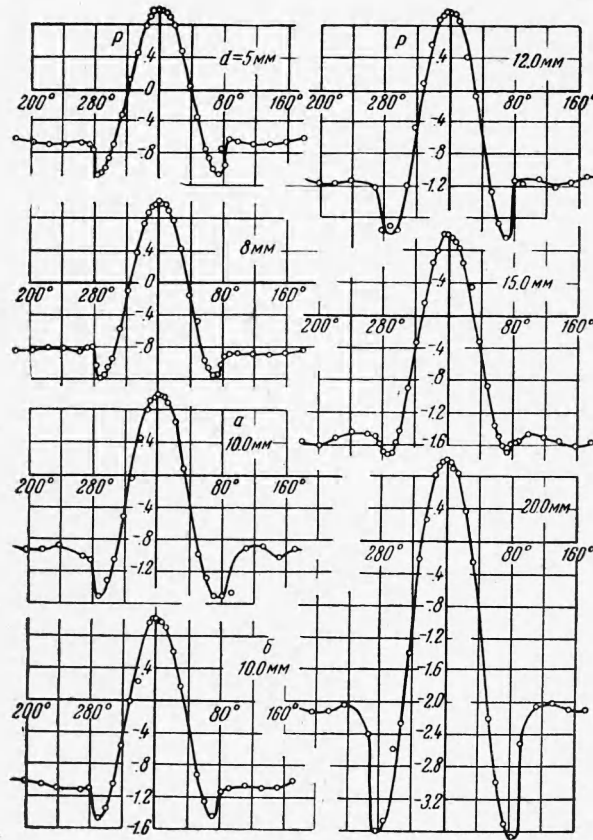
Сопротивление цилиндров находилось планиметрированием графиков давления $P = f(r)$ без учета сопротивления трения ввиду его небольшой доли от полного сопротивления, равной 1—2%.

Анализ результатов опытов выполнялся при помощи экстраполяционных графиков, на которых величина того или иного параметра наносилась в зависимости от стеснения d/b . Величина параметра, полученная его экстраполированием до значения $d/b = 0$, принималась равной как для потока бесконечной ширины.

3. Результаты визуальных измерений зоны кавитации представлены на графиках зависимости длин $\lambda_c = l_c/d$ и $\lambda_0 = l_0/d$ и максимальной ширины зоны $\beta_c = b_c/d$ от стеснения потока d/b (фиг. 1); график при $d = 10$ мм построен при $R = 1.38 \cdot 10^5$.

Некоторое представление о структуре зоны дает λ_0 — протяженность отрывного участка зоны. Длина зоны l_c определяется как расстояние от оси модели до точки смыкания струй, ограничивающих зону кавитации, а длина l_0 — как расстояние от оси модели до точки перехода полостного участка каверны, примыкающего к модели, в участок пузырьчатой структуры в конце каверны. Как было исследовано ранее [21, 22], давление в полостном участке равно давлению паров воды p_v в пузырьчатой части каверны p_c/p_v . Рассмотрение фиг. 1 приводит к следующему выводу.

Несмотря на близость чисел Рейнольдса для моделей в каждой из двух групп (диаметром 5, 8 и 15 мм и диаметром 10, 12 и 20 мм), подобия в развитии зон кавитации не наблюдается. С увеличением стеснения d/b развитие зоны кавитации во всех ста-



Фиг. 2

дних происходит ближе к модели вследствие увеличения положительного градиента давления [23]. Так, для моделей диаметром 5 и 8 мм в начальной стадии имеем $\lambda_c = 3$ и для модели диаметром 15 мм $\lambda_c = 1$. Также максимальная ширина зоны кавитации перемещается ближе к модели с увеличением d/b и уменьшается от $\beta = 1.5$ до $\beta = 1.25$. Для отрывной стадии, при $\lambda = \infty$, число $\kappa = 0,5$, тогда как при нулевом градиенте давления оно должно быть равно $\kappa = 0$.

Распределение давления на шести цилиндрах в отсутствие кавитации показано на фиг. 2, зависимость коэффициента давления $P(d/b)$ — на фиг. 3, 4, сопротивление цилиндров $C_x(d/b)$ и углы, соответствующие характерным точкам кривых распределения давления $\theta_{\min}(d/b)$, $\theta_{180^\circ}(d/b)$, — на фиг. 5. Применяя метод экстраполяции к зависимости $C_x(d/b)$, можем выразить ее двумя формулами

$$C_x = 0.81 + 5(d/b)^2, \quad C_x = 0.74 + 5(d/b)^2 \quad (3)$$

Они отличаются постоянными членами, возможно, вследствие различия в числах R (табл. 1), за исключением C_x для цилиндра $d = 15$ мм. Сопротивление последнего значительно отличается от того, которое следовало бы ожидать согласно (3). Это отклонение можно объяснить тем, что давление P_{\min} меньше того, которое должно быть согласно зависимости $P_{\min}(d/b)$ для цилиндров $d = 5, 8$ и 10 мм (фиг. 4). В свою очередь, отклонение P_{\min} от общей закономерности объясняется, по всей вероятности, своеобразным характером зависимости угла $\theta_{\min}(d/b)$. Имеется некоторое значение $d/b \approx 0.20$, при котором θ_{\min} принимает минимальное значение и после которого точка со значением P_{\min} начинает перемещаться в направлении потока (фиг. 5).

Объясняя таким образом отклонение C_x и P_{\min} для $d = 15$ мм от общих закономерностей одновременным противоположным влиянием границ потока и числа R , в дальнейшем анализе распределения давления на цилиндрах применяли метод экстраполяции (фиг. 3, 4).

Пользуясь методом экстраполяции, рассмотрим вопрос о величине эквивалентной скорости для приведения давления к условиям потока бесконечной ширины. Согласно определению коэффициента давления P (1), увеличение скорости в различных точках среднего сечения цилиндров в потоке бесконечной ширины и в потоке ограниченной ширины может быть найдено по формулам

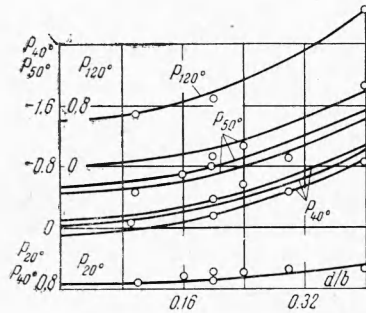
$$\Delta v_\infty = \frac{u - v_\infty}{v_\infty} = \sqrt{1 - P_\infty} - 1,$$

$$\Delta v_b = \frac{u_b - v_\infty}{v_\infty} = \sqrt{1 - P_b} - 1 \quad (4)$$

где индекс ∞ указывает, что данная величина относится к модели при значении $d/b=0$, а индекс b — при значениях $d/b > 0$.

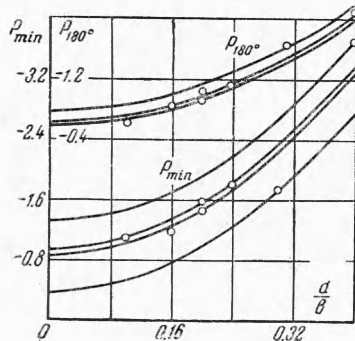
Тогда степень влияния границ потока на величину скорости в любой точке среднего сечения может быть оценена приращением скорости по формуле

$$\Delta v = \frac{\Delta v_b - \Delta v_\infty}{v_\infty} \quad (5)$$

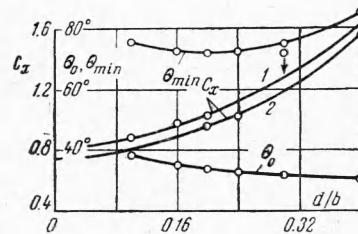


Фиг. 3

Результаты вычисления Δv представлены на графике приращения эквивалентной скорости $\Delta v(d/b)$ для шести цилиндров, при этом для цилиндра $d = 10$ мм даны две кривые: при скорости $v = 9.2$ и 12.5 мсек⁻¹ (фиг. 6). Приращение эквивалентной скорости по профилю неравномерное. Изменения Δv наиболее значительны в передней половине профиля и при больших отношениях d/b . Это означает, что для исправления коэффициента давления на влияние границ потока следует найти для каждой точки профиля свою эквивалентную скорость. Недопустимо пользоваться формулой (2), хотя и требуется для та-



Фиг. 4



Фиг. 5

кого точного учета влияния ширины потока проведение трудоемких опытов. Во избежание этих затруднений при нахождении C_x методом распределения давления следует находить C_x по неприведенным давлениям, определять эквивалентную скорость v_∞ , пользуясь экстраполяцией C_x до значения $d/b = 0$, и находить приращение эквивалентной скорости по формуле

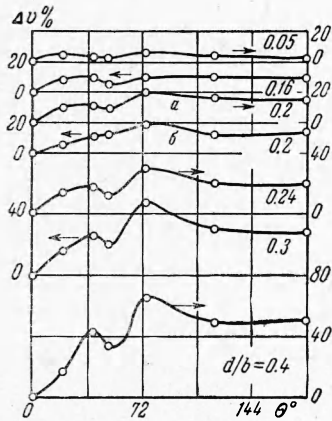
$$\Delta v = \left(\frac{C_{xb}}{C_{x_\infty}} \right)^{1/2} - 1 \quad (6)$$

Результаты вычисления Δv по данным наших экспериментов и по данным других авторов представлены на графике зависимости $\Delta v(d/b)$ (фиг. 7), на котором обозначено: 1 — опытные данные, полученные в настоящем исследовании, 2 — то же по Фейджу [2], 3 — то же по Тома [1], пунктир — теоретическая зависимость [3], сплошная кривая построена по точкам 1. Зависимость $\Delta v(d/b)$ удовлетворительно описывается уравнением параболы

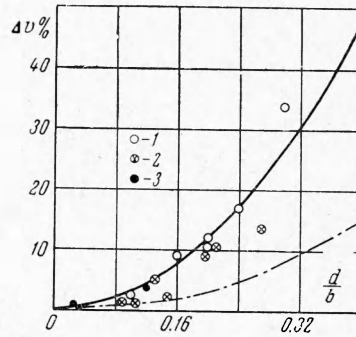
$$\Delta v = 300 (d/b)^2 \quad (7)$$

Опытные величины Δv всех авторов значительно разнятся от теоретических. Для приведения к условиям бесконечно широкого потока значений числа кавитации κ следует воспользоваться таким же методом, как и для C_x . На графике $\kappa(d/b)$ построены эти зависимости для трех стадий кавитации: для начальной стадии $\lambda_c = 0$, для стадии $\lambda_c = 3$ и для отрывной стадии $\lambda_c = \infty$ (фиг. 8). Определенные при помощи

этого графика приращения Δv зависят от стадии кавитации. Для каждого состояния кавитации имеется своя эквивалентная скорость для приведения к условиям бесконечной ширины потока. Для цилиндров $d = 10$ и 12 мм наименьшая величина Δv будет при стадии кавитации $\lambda_c = 3$. Величины Δv растут как в сторону $\lambda_c = 0$, так и в сторону $\lambda = \infty$.



Фиг. 6



Фиг. 7

Результаты опытов по выяснению влияния границ на C_x и R могут быть использованы также для выяснения вопроса о величине эквивалентной скорости при вычислении числа Струхала S . При развитой кавитации можно написать для струйки, пограничной каверне, от сечения M до сечения наибольшего сжатия струи каверной M_c

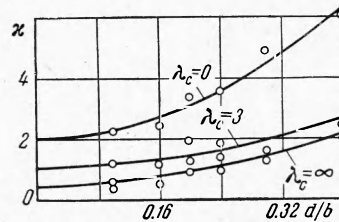
$$\frac{P_\infty}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} = \frac{P_c}{\gamma} + \frac{v_c^2}{2g} \quad (8)$$

Из уравнения (8) находим коэффициент давления в точке M_c

$$P_c = \frac{P_c - P_\infty}{\gamma q} = 1 - \frac{v_c^2}{v^2} \quad (9)$$

аналогичный коэффициенту давления в какой-либо точке модели (см. формулу для P (1)). Можно положить, что давление $p_c = p_v$, и тогда

$$\kappa = -P_c \quad (10)$$



Фиг. 8

Таблица 2

Параметр	d, мм		Параметр	d, мм	
	10	12		10	12
C_x	12	17.5	$\kappa_{\lambda=0}$	24	33
R	12	17.5		18	26
P_{50°	19	22	$\kappa_{\lambda=2-2.5}$	39	52
P_{min}	17	30		S	18
P_{180°	28	41	по (2)	25	32

В качестве примера даны в табл. 2 результаты определения методом экстраполяции величин $\Delta v\%$, которыми следует пользоваться для приведения к условиям бесконечности значений параметров (первая графа) обтекания цилиндров $d = 10$ и 12 мм.

В последней строке таблицы даны Δv , вычисленные по формуле (2).

Выводы. 1. Приведение экспериментальных данных, характеризующих кавитационное обтекание цилиндра в прямой рабочей камере гидродинамической трубы, к условиям обтекания потоком бесконечной ширины при помощи эквивалентной ско-

При постоянной скорости v величина κ будет функцией скорости v_c . Число срывающихся кавитационных каверн $N = Sv_c/d$ также должно находиться в связи с этими изменениями v_c . На этом основании, например, в опытах по определению S для моделей $d = 10$ и 12 мм при $\lambda = 3$ эквивалентная скорость v может быть равна скорости, получаемой по экстраполяционному графику для κ при указанных стадиях кавитации. Для приведения к условиям бесконечного потока числа R логично принять приращения Δv равными приращениям скорости для вычисления C_x .

рости, находимой по уравнению непрерывности, может привести к ошибкам при определении этих параметров.

2. Причина ошибок заключается в том, что приращение эквивалентной скорости по профилю модели цилиндра неравномерно и испытывает влияние, помимо границ потока, также стадии развития кавитации, т. е. изменения формы и габаритов зоны кавитации в зависимости от числа кавитации. Истинная величина поправки может быть определена только в результате серии опытов с различным стеснением потока моделями при тождественности чисел Рейнольдса и стадий кавитации при помощи метода экстраполяции.

3. В опытах с кавитационной эрозией по исследованию масштабного эффекта по методике, описанной в статье^[20], следует пользоваться кавитационным сопротивлением цилиндров, определяемым в тождественных условиях стеснения рабочей камеры модели. При сравнении результатов опытов в различных камерах следует учитывать влияние возможного различия в градиентах давления вдоль оси камер на величину кавитационных параметров.

Поступила 5 IX 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Thom A. An Investigation of Fluid Flow in Two Dimension. Rept and Memoranda, 1929, No. 1194.
2. Fage A. On the Two-Dimensional Flow Past a Body of Symmetrical Cross-section Mounted in a Channel of Finite Breadth. Rept and Memoranda, 1929, No. 1223.
3. Туссен А. и Джекобс Е. Методы аэродинамических исследований. Сб. «Аэродинамика», т. III (под ред. В. Ф. Дюренда), (пер. с англ.), Гостехиздат, 1939.
4. Kinoshita M. and Shinoda J. Über den Wandinfluss auf das Flügelprofil mit einer völlig ausgebildeter Kavitation. Meeting Soc. Naval Archit. Japan, Special Paper, 1944.
5. Гуревич М. И. Симметричное кавитационное обтекание плоской пластинки. Изв. АН СССР, ОН, 1946, № 4.
6. Гуревич М. И. Сопротивление цилиндра и клина при малых числах кавитации. Тр. Моск. ин-та рыбн. промышл. и хоз., 1953, № 5.
7. Birkhoff G., Plesset M. and Simons N. Wall Effects in Cavity Flow. Quart. Appl. Mech., P. 1, T. 8, 1950, No. 2; p. 11, 9, 1952, No. 4.
8. Cohen H., Sutherland C. D. and Tu Yih O. Wall Effects in Cavitating Hydrofoil Flow. J. Ship. Res., 1957, vol. 4, No. 3.
9. Cohen H. and Gilbert R. Two-Dimensional Study Cavity Flow about Slender Bodies in Channels of Finite Breadth. J. Appl. Mech. Trans ASME, vol. 79, No. 1957, p. 170—176.
10. Waider R. L. Water Tunnel Investigations of Two-Dimensional Cavities. Hydrodynamics Laboratory Report Cal. Inst. of Techn., 1957, No. E-73.6.
11. Parkin B. R. Experiments on Circular ARC and Flat Plate Hydrofoils. J. Ship Res., 1958, vol. 4, No. 4.
12. Cohen H. and Tu Yih O. A Comparison of Wall Effects on Supercavitating Flows Past Symmetric Bodies in Solid Wall Channels and Jets. Proc. Ninth Intern. Congr. Appl. Mech., Brussels, 1956, vol. 2, p. 359—370.
13. Campbell I. J. and Thomas G. E. Water Tunnel Boundary Effects on Axially Symmetric Fully Developed Cavities. Admiralty Res. Lab. (RI) GH, 1956, 1 (18).
14. Armstrong A. H. and Tadmor K. G. Wall Corrections to Axially Symmetric Cavities in Circular Tunnel and Jets. Ministry of Supply A. R. E., Report No. 7/52, 1953.
15. Cohen H. and Di Prima R. C. Wall Effects in Cavitating Flows, Second Symposium Naval Hydrodynamics, 1958.
16. Биркхоф Г. Гидродинамика (перев. с англ.). Изд. иностр. лит., 1954.
17. Коныстантинов В. А. Влияние числа Рейнольдса на отрывное обтекание. Изв. АН СССР, ОН, 1946, № 10.
18. Насилов С. Н. и Твердовский Б. М. О кавитационном обтекании цилиндра. Тр. ВИГМ, 1961, т. 29.
19. Шальнев К. К. Энергетический параметр и масштабный эффект кавитационной эрозии. Изв. АН СССР, ОН, 1961, № 5.
20. Варга И. И., Чернявский Б. А., Шальнев К. К. О методе исследований масштабного эффекта кавитационной эрозии. ПМТФ, 1963, № 3.
21. Шальнев К. К. Формы области кавитации нормально обтекаемой пластинки. Докл. АН СССР, 1954, т. 94, № 6.
22. Шальнев К. К. Давление и эрозия в области срывной кавитации круглого профиля. Изв. АН СССР, ОН, 1954, № 6.
23. Шальнев К. К. Влияние градиента давления в потоке на развитие зоны кавитации. ПМТФ, 1961, № 1.