

Майборода А.Н.

## РАСЧЁТ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК ПРИ ТРАНС- И СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ВОДОЙ ТОНКОГО КЛИНА

На основе ранее проведенного анализа газодинамических свойств воды при движении со сверхвысокими скоростями в диапазоне чисел  $M \leq 1.5$  выполнен расчёт обтекания тонкого клина с отсоединённым и присоединённым скачком уплотнения. Результаты расчёта удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными и теоретическими решениями в критериях газодинамического подобия для трансзвукового и сверхзвукового диапазона скоростей.

**Ключевые слова:** вода, сверхзвуковые скорости, обтекание клина, гидродинамические нагрузки.

Появление и развитие сверхскоростных технических средств, взаимодействующих с водной средой (спускаемые космические аппараты, подводные средства поражения и др.) требует разработки методов расчёта их гидродинамических характеристик.

В работах [1,2] на основе использования термического уравнения состояния воды в изоэнтропической форме Тэта [3], справедливого при давлениях до  $3 \cdot 10^9$  Па, проанализированы газодинамические особенности воды, как сжимаемой жидкости. Указанный диапазон давлений соответствует скоростям движения воды при числах  $M \leq 1.5$ . Число  $M$  представляет собой отношение скорости движения жидкости к скорости звука в ней, так что приведенные ограничения относятся к скоростям воды до значений порядка 2200 м/с.

Рассмотрим симметричное обтекание водой бесконечного клина с углом  $2\theta$  при вершине. Для такого тела характерна аффинноподобность распределения давления на боковой поверхности [4] и известны экспериментальные данные о нагрузке в широком диапазоне чисел  $M$  дозвукового обтекания [5]. В работе [1] получен масштаб изоэнтропного подобия

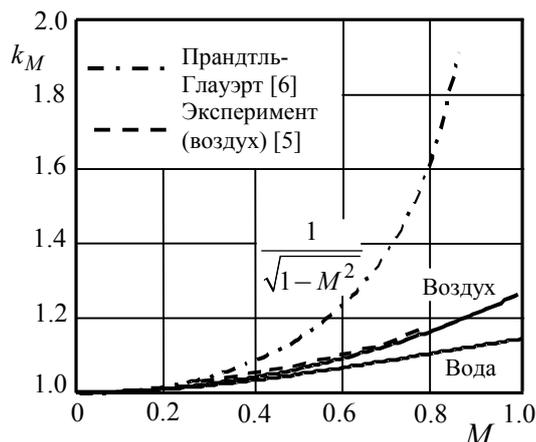


Рис. 1. Влияние числа  $M$  на увеличение гидродинамической нагрузки клина при дозвуковом обтекании

$$k_M = \frac{2}{nM^2} \left[ \left( 1 + \frac{n-1}{2} M^2 \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right], \quad (1)$$

который устанавливает динамическое подобие между значениями коэффициентов давления в сходственных точках профиля и интегральными характеристиками его нагрузки при обтекании несжимаемой жидкостью и их значениями при заданном числе  $M$  в дозвуковом диапазоне скоростей.

Показанные на рис.1 результаты расчёта с использованием масштаба  $k_M$  (1) влияния числа  $M$  на относительное увеличение гидродинамической нагрузки клина в воздухе удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными [5]. Это

позволяет рекомендовать использование масштаба  $k_M$  для воды. Соответствующие результаты расчёта приведены на рис.1. Там же для сравнения показан результат расчёта по известному правилу подобия Прандтля-Глауэрта [6], которое, в отличие от масштаба  $k_M$ , не учитывает термодинамические свойства среды.

При движении со сверхзвуковой скоростью перед телом движется скачок уплотнения, форма и относительное положение которого определяются числом  $M$  и геометрией носовой оконечности тела. Изэнтропический характер уравнения состояния воды позволяет рассматривать закономерности образования этого скачка в квазиакустическом приближении и использовать условия динамической совместности [7] и основные соотношения, отличающиеся от известных для газа только добавкой постоянного значения энтропийной функции  $B$  к давлению [2].

При сверхзвуковом обтекании клина возможны три характерные области по значению числа  $M$ :

$1 < M < M'$  – обтекание с отсоединённым скачком уплотнения, где  $M'$  – число  $M$ , при котором скачок присоединяется к клину, и максимальный угол поворота в скачке равен углу  $\theta$  полураствора клина;

$M' \leq M \leq M''$  – обтекание с присоединённым криволинейным скачком уплотнения, где  $M''$  – число  $M$ , при котором скорость за скачком становится сверхзвуковой;

$M'' < M$  – сверхзвуковое обтекание за присоединённым косым скачком уплотнения.

При оценке нагрузки в режиме  $1 < M < M'$  с отсоединённым скачком уплотнения будем исходить из допущения, что дозвуковой поток на клине условно имеет скорость на бесконечности с числом  $M$ , получившимся после прямого скачка уплотнения. Это не совсем строгое предположение, известное как принцип соответствия, приближённо выполняется для достаточно большой толщины ударного слоя при отсутствии на обтекаемом теле сверхзвуковых зон [7].

Тогда для рассматриваемого режима можно с достаточной для инженерных приложений точностью получить из формулы Рэлея обобщение коэффициента подобия  $k_M$  (1)

$$k_M = \frac{2}{nM^2} \left[ \frac{\left( \frac{n+1}{2} M^2 \right)^{\frac{n}{n-1}}}{\left( \frac{2nM^2}{n+1} - \frac{n-1}{n+1} \right)^{\frac{1}{n-1}}} - 1 \right] \quad 1 < M < M'. \quad (2)$$

Выражение (2) справедливо во всём диапазоне чисел  $M \leq 1.5$  при углах полураствора клина  $\theta > 2.6^\circ$ . При числах  $M$ , приближающихся к  $M'$ , величина  $k_M$  может быть уточнена интерполированием на основе известных представлений о непрерывности процесса приближения и присоединения скачка с ростом скорости потока [7].

В приложениях теории течений идеальных сжимаемых сред большую роль играют законы подобия. В частности, термодинамические свойства среды в соответствующих критериях подобия учитываются фундаментальным термодинамическим параметром  $\Gamma$  [8]

$$\Gamma = \frac{a^4}{v^3} \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} \Big|_s - 1, \quad (3)$$

где  $a$  – скорость звука;  $v$  – удельный объем, и производная берётся при постоянной

энтропии  $s$ . Для совершенного газа с постоянными теплоёмкостями параметр  $\Gamma$  постоянен и равен показателю адиабаты  $k$ .

Для воды показатель  $n$  в изэнтропическом уравнении состояния Тэта формально имеет смысл показателя адиабаты, но не является отношением теплоёмкостей. Однако, непосредственно дифференцируя уравнение состояния и подставляя в (3) выражение для скорости звука в воде

$$a = \sqrt{\frac{n(p+B)}{\rho}},$$

можно показать, что для воды при  $p < 3.0 \cdot 10^9$  Па параметр  $\Gamma$  также постоянен и равен  $n$ .

Следовательно, для воды в пределах справедливости уравнения состояния Тэта могут быть применены законы подобия динамики совершенного газа при замене в критериях подобия показателя  $k$  адиабаты газа на величину  $n$ . Это обстоятельство позволяет использовать для воды результаты точных решений и экспериментов, полученных для подобных течений газа.

При числе  $M = M'$  скачок уплотнения присоединяется к профилю. Течение за скачком при  $M = M'$  является дозвуковым и в дальнейшем с ростом скорости движения при  $M = M''$  становится сверхзвуковым. Величина интервала  $\Delta M = M'' - M'$  зависит от числа  $M$  набегающего потока и для  $M \leq 1.5$  в воде не превышает значения 0.05 [8]. Ввиду малости интервала  $\Delta M$  с достаточной для практических целей точностью можно принять  $\Delta M = 0$  и в качестве числа  $M_s$  присоединения скачка, когда скорость за скачком становится сверхзвуковой, считать значение  $M_s = M'$ .

Тогда для расчёта производной коэффициента нормальной силы на боковой поверхности клина при обтекании сверхзвуковым потоком за присоединённым скачком уплотнения может быть использовано известное выражение

$$C_n^\theta = \frac{4}{\theta(n+1)} \left( \sin^2 \beta - \frac{1}{M^2} \right) \quad M_s \leq M \leq 1.5, \quad (4)$$

где угол  $\beta$  наклона скачка уплотнения определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{2 \left[ (M^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \beta - 1 \right]}{\left[ (n-1)M^2 + 2 \right] \operatorname{tg}^3 \beta + \left[ (n+1)M^2 + 2 \right] \operatorname{tg} \beta}. \quad (5)$$

На рис. 2 в критериях трансзвукового подобия

$$\overline{C_n^\theta} = (n+1)^{\frac{1}{3}} \theta^{\frac{1}{3}} C_n^\theta \quad (6)$$

и

$$\overline{M} = \frac{(n+1)^{\frac{1}{3}}}{\theta^{\frac{2}{3}}} \left( \frac{M}{\sqrt{\frac{n+1}{2} - \frac{n-1}{2} M^2}} - 1 \right) \quad (7)$$

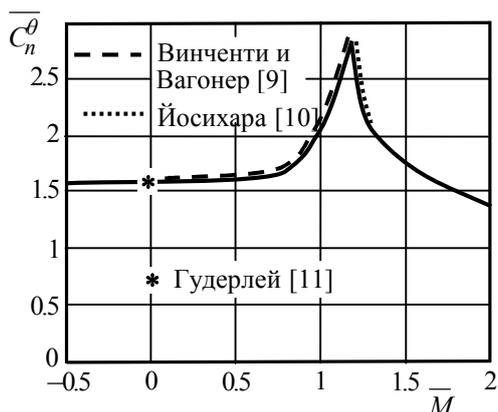


Рис. 2. Гидродинамические характеристики тонкого клина при трансзвуковом обтекании

данные расчёта по предлагаемой методике нагрузки на боковой поверхности клина при малых углах  $\theta$  сравниваются в диапазоне  $0.95 \leq M \leq 1.25$  с результатами Винченти и Вагонера [9], Йосихары [10] и Гудерлея [11]. В принятых обозначениях режимы движения при  $M'$  и  $M''$  соответствуют значениям критерия  $\overline{M} = 1.18$  и  $\overline{M} = 1.26$ , режим при  $M = 1$  соответствует значению  $\overline{M} = 0$ .

Винченти и Вагонер [9] на основе численного решения уравнения Трикоми исследовали обтекание тонкого клина с отсоединённым скачком уплотнения при  $0 < \overline{M} < 1.05$  и экспериментально подтвердили свои результаты. Йосихара [10] получил приближённое решение уравнения годографа для обтекания тонкого клина в диапазоне режимов  $1.18 \leq \overline{M} \leq 1.26$ , т.е. с

момента начала присоединения скачка уплотнения, когда скорость за ним ещё остаётся дозвуковой, до формирования присоединённого косоугольного скачка со сверхзвуковой скоростью на клине. В диапазоне  $1.05 \leq \overline{M} \leq 1.18$ , т.е. при стремящейся к 0 толщине ударного слоя перед присоединением скачка, на рис. 2 приведены интерполированные значения  $\overline{C}_n^\theta$ . Точкой на рис. 2 показан результат Гудерлея [11] для обтекания нижней поверхности пластины при  $M = 1$ . Поскольку в линейной теории сверхзвукового обтекания принято считать, что нагрузка распределяется поровну между нижней и верхней частью профиля, результаты работ [9] и [11] представлены на рис. 2 для половины расчётной нагрузки клина. Показанные на рис. 2 расчётные значения  $\overline{C}_n^\theta$  для сверхзвукового обтекания за присоединённым скачком уплотнения при  $\overline{M} > 1.26$ , полученные с использованием соотношения (12), практически совпадают с приведенными в монографии Гудерлея [7].

Как видно из рис. 2, построенные в настоящей работе расчётные выражения для нагрузки плоского клиновидного профиля, обтекаемого водой при  $M \leq 1.5$ , удовлетворительно согласуются с известными теоретическими и экспериментальными результатами и могут быть использованы для расчёта гидродинамических характеристик клиновидных тел при сверхзвуковом движении в воде.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Майборода А.Н. Газодинамические свойства воды при числах  $M \leq 1$  // Сборник научных трудов ДНДИА. – 2013. – Вып. 9(16). – С. 190-194.
2. Майборода А.Н., Косякинский А.В., Олийник К.А. Особенности образования скачков уплотнения в воде при сверхзвуковых скоростях движения // Водный транспорт. Сборник научных трудов КГАВТ. – 2013. – Вып. 1(16). – С. 17-20.
3. Коул Р. Подводные взрывы. – М.: Изд. иностр. лит., 1950. – 494 с.
4. Kusakawa, Ken-Ichi. On the two-dimensional compressible flow over a thin symmetric obstacle with sharp shoulders placed in an unbounded fluid and in a choked wind tunnel // J. Phys. Soc. Japan. – 1957. – 12, №9. – P. 1031-1041.
5. Хилтон У.Ф. Аэродинамика больших скоростей. – М.: Изд. иностр. лит., 1955. – 504 с.
6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука. 1987. – 840 с.
7. Guderley K.G. Theory schallnaher stromungen. – Berlin, 1957. – 421 s.
8. Чёрный Г.Г. Газовая динамика. – М., Наука, 1988. – 424 с.

- 
- 
9. Vincenti W.G., Wagoner C.B. Transonic flow past a wedge profile with detached bow wave // NACA Rep. 1180. – 1954.
  10. Yoshihara H. On the flow over a wedge in the upper transonic region // Proc. of the Second National Congress of Applied Mechanics. – Ann Arbor, 1954.
  11. Guderley K.G. The flow over a flat plat with a small angle attack at Mach number 1 // Journ. of Aeronaut. Sci. – 1954. – 21, № 4. – P. 261-270.

**Майборода О.М.**

### **РОЗРАХУНОК ГІДРОДИНАМІЧНИХ НАВАНТАЖЕНЬ ПРИ ТРАНС- ТА НАДЗВУКОВОМУ ОБТІКАННІ ВОДОЮ ТОНКОГО КЛИНА**

*На основі раніше проведеного аналізу газодинамічних властивостей води при русі з надзвуковими швидкостями в діапазоні чисел  $M \leq 1.5$  виконано розрахунок обтікання тонкого клину з від'єднаним та приєднаним стрибком ущільнення. Результати розрахунку задовільно узгоджуються з відомими експериментальними даними та теоретичними розв'язками у критеріях газодинамічної подібності для трансзвукового та надзвукового діапазону швидкостей.*

**Ключові слова:** вода, надзвукові швидкості, обтікання клину, гідродинамічні навантаження.

**Mayboroda O.**

### **CALCULATION OF HYDRODYNAMIC LOADINGS FOR A TRANSONIC AND SUPERSONIC THIN WEDGE FLOW BY WATER**

*On a basis before the spent analysis gas-dynamic properties of water at movement with supersonic speeds in a range of numbers  $M \leq 1.5$  calculation of a thin wedge flow with the disconnected and attached shock is executed. Results of calculation will well be coordinated with known experimental data and theoretical decisions in criteria gas-dynamic similarity for a transonic and supersonic range of speeds.*

**Keywords:** water, supersonic speeds, wedge flow, hydrodynamic loadings.

УДК 629.5

**Мухеев А.И.**

### **К ВОПРОСУ О ПРИЧИНАХ АВАРИЙНОСТИ ТОРГОВОГО ФЛОТА**

*В статье приведена классификация возможных причин аварийности морских судов. Дан количественный сравнительный анализ этих причин, разработаны рекомендации по применению наиболее эффективных превентивных мер с целью устранения аварий на флоте.*

**Ключевые слова:** авария, обстоятельства, экипаж, флот, слаженность.

В последние десятилетия (конец прошлого и начало нынешнего веков) акцент способа перевозок как элемента логистики в мировых торговых отношениях еще более сместился в сторону морского флота. Водный путь зарекомендовал себя наиболее рентабельным и эффективным средством доставки торговой продукции практически в любой район земного шара.

Вместе с тем анализ многих исследований рассматриваемого промежутка времени [1-4] свидетельствует о старении мирового флота. Так, за период с 80-ых годов прошлого века по начало XXI века средний возраст судов в мире вырос в 1,5 раза (примерно с 14 лет до 21