

ГЛАВА V

ОПТИМИЗАЦИЯ ОБВОДОВ ВОДОИЗМЕЩАЮЩИХ СУДОВ

5.1. Оптимизация обводов водоизмещающих судов по главной части интеграла Мичелла

Главная часть интеграла Мичелла - это монотонно меняющееся слагаемое, отделённое от тригонометрической части решения. Главная часть выражает волновое сопротивление, вызванное распределением источников, интенсивность которых пропорциональна тангенсам углов наклона касательных к ватерлиниям и скорости движения корпуса судна. Если по этому распределению источников построить обводы, то форма не будет похожа на обводы дублированной модели, полученные на нулевом числе Фруда. Однако, в отличие от метода дублированной модели, принятое в решении Мичелла распределение источников позволяет выполнять интегрирование непосредственно, а не численным путём, чреватым большими ошибками при решении задач, связанных с поверхностными волнами, как уже было показано в первой главе.

5.1.1. Основные формулы

Для выделения главной части в интеграле Мичелла его необходимо представить в нетрадиционном виде, т.е.

$$R_w = \frac{4\rho g}{\pi V^2} [Q_1 + Q_2], \quad (5.1)$$

где главная часть определяется по формуле

$$Q_1 = \int_0^{\pi/2} Q_3^2(p) F_1(k) \frac{d\theta}{\cos^3 \theta}, \quad (5.2)$$

а тригонометрическая часть равна

$$Q_2 = 2 \int_0^{\pi/2} Q_3^2(p) [F_2(k) \cos 2k + F_3(k) \sin 2k] \frac{d\theta}{\cos^3 \theta}, \quad (5.3)$$

где для случая постоянной по длине осадки

$$Q_3(p) = \int_0^T f_1(z) e^{-pz} dz, \quad (5.4)$$

$$F_1(k) = k^{-2} [G_{H0}^2 + k^{-2} G_{H1}^2 + G_{K0}^2 + k^{-2} G_{K1}^2] \quad (5.5)$$

$$F_2(k) = k^{-2} [G_{H0} \cdot G_{K0} + k^{-2} G_{H1} \cdot G_{K1}], \quad (5.6)$$

$$F_3(k) = k^{-3} [G_{H0} \cdot G_{K1} - G_{H1} \cdot G_{K0}]. \quad (5.7)$$

$$k = \frac{1}{2 Fn^2 \cos \theta}, \quad p = \frac{1}{L Fn^2 \cos^2 \theta}. \quad (5.8)$$

Индекс “н” относится к уравнению обводов носовой оконечности, а “к” - к кормовой.

Если осадка постоянна по длине и уравнение обводов корпуса может быть записано в виде

$$y = f_1(z) f_2(x), \quad (5.9)$$

то при использовании обозначений

$$g(x) = f_{2x}'(x), \quad (5.10)$$

входящие в подынтегральные выражения функции, записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} G_{H0} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r g^{(2r)} (1) k^{-2r} , \\ G_{K0} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r g^{(2r)} (-1) k^{-2r} , \\ G_{H1} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r g^{(2r+1)} (1) k^{-2r} , \\ G_{K1} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r g^{(2r+1)} (-1) k^{-2r} . \end{aligned} \right\} \quad (5.11)$$

Если функции формулы (5.9) представляют собой многочлены, то эти ряды становятся суммами с конечным числом слагаемых.

Если осадка переменна, тогда вводится обозначение

$$g(x, z) = f_x' (x, z) . \quad (5.12)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} F(x, p) &= \int_0^{z(x)} g(\xi, \zeta) e^{-p\zeta} d\zeta = \\ &= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{g_z^{(i-1)}(x, 0) - g_z^{(i-1)}[x, z(x)] e^{-pz(x)}}{p^i} . \end{aligned} \quad (5.13)$$

Тогда формулы (5.2) и (5.3) имеют другой вид. Главная часть определяется по формуле

$$Q_1 = \int_0^{\pi/2} F_1(k) \frac{d\theta}{\cos^3 \theta} , \quad (5.14)$$

а тригонометрическая часть по формуле

$$Q_2 = 2 \int_0^{\pi/2} [F_2(k) \cos 2k + F_3(k) \sin 2k] \frac{d\theta}{\cos^3 \theta} , \quad (5.15) \text{ где}$$

выражения (5.5), (5.6) и (5.7) имеют такой же вид, но функции (5.11) содержат производные функции (5.13), а не (5.10), т.е.

$$\left. \begin{aligned}
 G_{H0} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r F_x^{(2r)} (1, \rho k^{-2r}, \\
 G_{K0} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r F_x^{(2r)} (-1, \rho k^{-2r}, \\
 G_{H1} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r F_x^{(2r+1)} (1, \rho k^{-2r}, \\
 G_{K1} &= \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r F_x^{(2r+1)} (-1, \rho k^{-2r}.
 \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

Многочисленные расчеты интеграла Мичелла для различных моделей Виглея [123,124] и Вейнблюма [118÷121], отвечающих всем допущениям теории Мичелла, показали, что главная часть решения на числах Фруда от 0,15 до 0,32 для обводов с прямыми или слабо искривлёнными ватерлиниями почти совпадает с экспериментальными кривыми волнового сопротивления [13,14]. Выяснилось, что соотношение между главными частями интеграла Мичелла различных моделей достаточно адекватно отражает соотношение между опытными кривыми. Это позволяет оптимизировать форму корпуса путём сравнения главных частей интеграла Мичелла.

Использовать главную часть интеграла Мичелла для определения волнового сопротивления реальных водоизмещающих судов непосредственно без корректного учета всех особенностей обтекания корпуса вязкой жидкостью, а также взаимодействия носовой и кормовой систем корабельных волн, конечно, нельзя. Для моделей, удлинение которых меньше 10, главная часть решения Мичелла проходит выше экспериментальной кривой. Связано это с тем, что в интеграле Мичелла первая производная берётся на носовом и кормовом перпендикулярах, а при реальном обтекании на волнообразующие точки оказывает влияние форма всей оконечности, т.е. какое-то среднее её значение. Кроме то-

го, не учитывается изменение скорости потока в кормовой волнообразующей точке, а также уменьшение высоты носовых волн за счет разрушения их гребней (этот вид разрушения назван нами “растеканием”, и пока его описания в литературе нет).

Для выбора обводов необходимо иметь набор аналитических описаний их формы в таком виде, чтобы с помощью изменения коэффициентов можно было бы получить оптимальный вариант в зависимости от числа Фруда по отношению главной части волнового сопротивления к водоизмещению или по его коэффициенту. Для решения этой задачи также использованы аналитические модели Виглея и Вейнблюма. Сравнение различных обводов выполнено при условии постоянства главных размерений и коэффициента общей полноты. Кроме того, использовано условие постоянства осадки по длине, что позволяет избежать численного интегрирования.

Для исследования выбрано два пути. Первый путь заключается в вариации формы ватерлиний при заданной форме шпангоутов, а второй состоит в вариации формы шпангоутов при выбранном характере ватерлиний.

5.1.2. Составление уравнений обводов для оптимизации шпангоутов и ватерлиний

Взятые для исследования уравнения позволяют менять форму ватерлиний от вогнутых до выпуклых, а форму шпангоутов от V-образных до U-образных и до бульбовых и булевых.

В общем виде уравнения обводов записываются следующим образом:

1. $y = b\{(1 + a_1x^2 + a_2x^4 + a_3x^6)(1 - 0,564z^{S_1} - 0,436z^{S_2}) - 0,5(x^2 + a_1x^4 + a_2x^6 + a_3x^8)(z^{S_3} - 0,564z^{S_3+S_1} - 0,436z^{S_3+S_2})\},$
2. $y = b\{(1 + a_1x^2 + a_2x^4 + a_3x^6)(1 - 0,564z^{S_1} - 0,436z^{S_2}) - (x^2 + a_1x^4 + a_2x^6 + a_3x^8)(z^{S_3} - 0,564z^{S_3+S_1} - 0,436z^{S_3+S_2})\},$
3. $y = b\{1 + a_1x^2 + a_2x^4 + a_3x^6)(1 - z^{S_1})[1 - 0,5(z^{S_2} + z^{S_3})]\},$
4. $y = b\{ [(1 - x^2) - (x^2 + a_1x^4 + a_2x^6 + a_3x^8)z^{S_3} \times (1 - 0,564z^{S_1} - 0,436z^{S_2})] \},$
5. $y = b(1 + a_1x^2 + a_1x^4 + a_2x^6 + a_3x^8) (1 - 0,564z^{S_1} - 0,436z^{S_2}),$
6. $y = b[(1 - z^{S_1})(1 + a_1x^2 + a_2x^4 + a_3x^6) + (z^{S_2} - z^{S_3})(1 - x^2)^4],$
7. $y = b\{(1 + a_1x^2 + a_2x^4 + a_3x^6 - 0,5(x^3 - x^5))(1 - z^{S_1}) - 0,5[(x^2 + a_1x^4 + a_2x^6 + a_3x^8 - 0,5(x^5 - x^7)](z^{S_2} - z^{S_3}),$
8. $y = b(1 + a_1x^2 + a_2x^4 + a_3x^6)(1 - z^{S_1}).$

С помощью коэффициентов a_1, a_2 и a_3 можно изменять форму ватерлиний от вогнутой до выпуклой. При постоянной форме шпангоутов и постоянном коэффициенте общей полноты δ варьируется один из этих коэффициентов, а два других получаются через него. b - полуширина корпуса на главной ватерлинии.

Если уравнение обводов имеет одну из следующих форм

$$y = b f_1(x) f_2(z)$$

или

$$y = b[f_1(x) f_2(z) + f_3(x) f_4(z)],$$

то коэффициент общей полноты получается в виде

$$\delta = \int_0^1 f_1(x) dx \int_0^1 f_2(z) dz + \int_0^1 f_3(x) dx \int_0^1 f_4(z) dz$$

Для удобства дальнейших описаний введены следующие обозначения:

$$I_1 = \int_0^1 (1 - 0,564 z^{S_1} - 0,436 z^{S_2}) dz =$$

$$1 - \frac{0,564}{S_1 + 1} - \frac{0,436}{S_2 + 1}, \quad (5.17)$$

$$I_2 = \int_0^1 (z^{S_3} - 0,564 z^{S_1+S_3} - 0,436 z^{S_2+S_3}) dz =$$

$$\frac{1}{S_3 + 1} - \frac{0,564}{S_3 + S_1 + 1} - \frac{0,436}{S_3 + S_2 + 1}, \quad (5.18)$$

$$I_3 = \int_0^1 (1 - z^{S_1}) dz = 1 - \frac{1}{S_1 + 1}, \quad (5.19)$$

$$I_4 = \int_0^1 (1 - z^{S_1}) (z^{S_2} + z^{S_3}) dz =$$

$$\frac{1}{S_2 + 1} + \frac{1}{S_3 + 1} - \frac{1}{S_1 + S_2 + 1} - \frac{1}{S_1 + S_3 + 1}, \quad (5.20)$$

$$I_5 = \int_0^1 (z^{S_2} - z^{S_3}) dz = \frac{1}{S_2 + 1} - \frac{1}{S_3 + 1}. \quad (5.21)$$

Интегрирование по x приводит к следующим типовым интегралам:

$$J_1 = \int_0^1 (1 + a_1 x^2 + a_2 x^4 + a_3 x^6) dx =$$

$$1 + \frac{a_1}{3} + \frac{a_2}{5} + \frac{a_3}{7}, \quad (5.22)$$

$$J_2 = \int_0^1 (x^2 + a_1 x^4 + a_2 x^6 + a_3 x^8) dx =$$

$$\frac{1}{3} + \frac{a_1}{5} + \frac{a_2}{7} + \frac{a_3}{9}, \quad (5.23)$$

$$J_3 = \int_0^1 [1 + a_1 (x^2 + x^4) + a_2 x^6 + a_3 x^8] dx =$$

$$1 + \frac{a_1}{3} + \frac{a_1}{5} + \frac{a_2}{7} + \frac{a_3}{9}. \quad (5.24)$$

$$J_4 = \int_0^1 (1-x^2)^4 dx = 1 - \frac{4}{3} + \frac{6}{5} - \frac{4}{7} + \frac{1}{9}, \quad (5.25)$$

$$J_5 = \int_0^1 (1-x^2) dx = \frac{2}{3}. \quad (5.26)$$

Вариации формы ватерлиний получаются при изменении коэффициента a_2 . Коэффициент a_3 получается из условия постоянства коэффициента общей полноты δ . Для каждого из уравнений ниже приводятся расчётные формулы.

При вариации коэффициента a_2 для первого уравнения коэффициент a_3 получается в виде

$$a_3 = [\delta + (\frac{1}{15} - \frac{a_2}{35}) l_2 - (\frac{2}{3} - \frac{2a_2}{15}) l_1] \{4(\frac{l_2}{45} - \frac{l_1}{21})\}. \quad (5.27)$$

Коэффициент a_1 получается из условия равенства ширины действующей ватерлинии нулю на носовом и кормовом перпендикулярах, т. е.

$$1 + a_1 + a_2 + a_3 = 0, \text{ тогда } a_1 = -(1 + a_2 + a_3). \quad (5.28)$$

Для всех уравнений, кроме пятого, коэффициент a_1 определяется по этой же формуле.

Для второго уравнения коэффициент a_3 равен

$$a_3 = \left[\delta + \left(\frac{2}{15} - \frac{2 a_2}{35} \right) I_2 - \left(\frac{2}{3} - \frac{2 a_2}{15} \right) I_1 \right] \left\{ 4 \left(\frac{I_2}{45} - \frac{I_1}{21} \right) \right\}. \quad (5.29)$$

Для третьего уравнения этот коэффициент определяется по формуле

$$a_3 = \frac{[\delta - (2I_3/3 - I_4/15) - (I_4/35 - 2 I_3/15) a_2]}{\{2(I_4/45 - 2I_3/21)\}}, \quad (5.30)$$

Для четвертого уравнения коэффициент a_3 равен

$$a_3 = [45\delta - 30 I_1 + 18 I_2 (1/3 - a_2/7)] / (4 I_2). \quad (5.31)$$

Для пятого уравнения этот коэффициент равен

$$a_3 = -135[\delta - I_1(11/15 - 13 a_2/105)] / (21 I_1), \quad (5.32)$$

а коэффициент a_1 равен

$$a_1 = -(1 + a_2 + a_3) / 2. \quad (5.33)$$

Для шестого уравнения

$$a_3 = -21[\delta - I_4 I_5 - 2 I_3 (1/3 - a_2/15)] / (4 I_3). \quad (5.34)$$

Для седьмого уравнения

$$a_3 = \{ [5 I_3 / 8 - 9 I_5 / 160] - \delta - a_2 (2 I_3 / 15 - I_5) \} / (4 I_3 - 2 I_5). \quad (5.35)$$

И, наконец, для последнего уравнения

$$a_3 = -21[\delta - 2 I_3 (1/3 - a_2/15)] / (4 I_3). \quad (5.36)$$

Давая различные значения коэффициенту a_2 , легко по приведенным формулам получить значения двух других коэффициентов ватерлиний и построить чертеж (все чертежи построены в системе MATCAD).

Кроме изменения формы ватерлиний можно подобрать форму шпангоутов, дающих наименьшее значение волнового сопротивления для каждого числа Фруда. Для этого в написанные выше уравнения вместо показателей степени введены параметры, которые можно менять. Для того, чтобы при этих изменениях сохранялся коэффициент общей полноты для выбранного уравнения ватерлиний, получены формулы, по которым показатели степени определяются единственным образом.

В зависимости от вида уравнения остаётся зафиксированным один из параметров s_1 или s_3 .

Для первого уравнения коэффициент s_2 определяется из квадратного уравнения вида

$$u^2 + \left[\left(D + \frac{J_1 - J_2}{2} \right) \times \frac{1}{D} \right] u + \frac{J_1}{D} = 0, \quad (5.37)$$

где

$$D = \frac{1}{0,436} \left\{ \delta - J_1 \left[1 - \frac{0,564}{(S_1 + 1)} \right] + 0,5 J_2 \left[\frac{1}{(S_3 + 1)} - \frac{0,564}{(S_3 + S_1 + 1)} \right] \right\}, \quad (5.38)$$

тогда, введя обозначение $u_1 = -(D + \frac{J_1 - J_2}{2}) / 2D$, легко

получить решение уравнения (5.36) в виде $u = u_1 + \sqrt{u_1^2 - J_1/D}$. Отсюда искомый параметр получается по формуле $s_2 = u - 1$.

Для второго уравнения обводов написанные выше формулы имеют такой же вид, но только $u_1 = (D + J_1 - J_2) / 2D$.

Для третьего типа обводов квадратное уравнение получается в виде

$$u^2 + S_1 u + \frac{S_1}{D} = 0. \quad (5.39)$$

Отсюда

$$S_2 = -S_1/2 + \sqrt{S_1^2/4 - S_1/D} - 1. \quad (5.40)$$

Для четвёртого вида обводов квадратное уравнение имеет вид

$$u^2 + \left(S_3 + \frac{J_2 - J_5}{D} \right) u - \frac{J_5 S_3}{D} = 0, \quad (5.41)$$

где

$$D = -\frac{1}{0,564} \left\{ \delta - J_5 \left[1 - \frac{0,436}{(S_2 + 1)} \right] + J_2 \left[\frac{1}{(S_3 + 1)} - \frac{0,436}{(S_3 + S_2 + 1)} \right] \right\} \quad (5.42)$$

В отличие от других уравнений в этом случае определяется параметр S_1 в виде

$$S_1 = u_1 + \sqrt{u_1^2 + J_5 S_3/D} - 1, \quad (5.43)$$

где

$$u_1 = -\frac{1}{2} \left(S_3 + \frac{J_2 - J_5}{D} \right). \quad (5.44)$$

В этом уравнении можно с таким же успехом менять S_1 , а определять S_3 . У обводов пятого вида всего два параметра, которые можно менять для вариации обводов, поэтому нахождение второго параметра при заданном первом выполняется по формуле

$$S_2 = -\left(\frac{0,436 J_3}{D} + 1 \right), \quad (5.45)$$

где

$$D = \delta - J_3 \left(1 - \frac{0,564}{(S_3 + 1)} \right). \quad (5.46)$$

В шестом уравнении S_2 получается в виде

$$S_2 = \frac{J_4}{D} - 1, \quad (5.47)$$

где

$$D = \delta - J_1 I_3 + \frac{J_4}{(S_3 + 1)}. \quad (5.48)$$

В седьмом уравнении определяется S_2 из условия

$$S_2 = \frac{0,5 J_2}{[J_1 \cdot S_1 / (S_1 + 1) - 0,5 J_2 / (S_3 + 1) - \delta]} - 1. \quad (5.49)$$

В последнее уравнении входит всего один параметр, который можно менять, поэтому изменения формы шпангоутов выполняются с помощью его вариаций.

5.1.3. Примеры оптимизации обводов

На основании приведенных выше формул были выполнены расчёты главной части интеграла Мичелли для разных уравнений на трёх диапазонах относительных скоростей: 1) $0,15 \geq Fn \geq 0,20$ (малые скорости); 2) $0,21 \geq Fn \geq 0,26$ (средние скорости); 3) $0,27 \geq Fn \geq 0,31$ (большие скорости).

Несмотря на большую разницу в форме уравнений, исследования позволяют сделать общие выводы.

На малых скоростях (в первом диапазоне чисел Фруда) оптимальные ватерлинии имеют вогнутость по всей осадке, а шпангоуты получаются V-образными. На средних скоростях (во втором диапазоне чисел Фруда) ватерлинии почти прямые, а шпангоуты становятся U-образными. На больших скоростях ватерлинии получают выпуклыми, а шпангоуты U-образны. Следует также отметить, что на больших скоростях оптимальные

формы получаются почти как утюг, что связано с уменьшением угла входа ватерлиний при их выпуклой форме.

Очень интересный результат был получен для четвертого уравнения. Это уравнение является трансформацией модели Вейнблома 1112, описывающей бульбовые обводы. Уменьшение волнового сопротивления на малых числах Фруда продолжалось до тех пор, пока обводы не стали вогнутыми. Зато на больших числах Фруда у оптимальных обводов появился бульб.

Не все выбранные для вариаций уравнения обводов равноценны, потому что не все позволяют изменять форму шпангоутов от V-образной до бульбовой. Наиболее широкие возможности дают четвертое и шестое уравнения.

Разработанные уравнения позволяют получать формы обводов, близкие к реальным судам. Но для каждого отношения V/T и для каждого коэффициента общей полноты δ поиски оптимальных форм необходимо выполнять отдельно.

Для выбора оптимальных обводов составлены программы, в которых варьируются коэффициенты шпангоутов и ватерлиний при сохранении коэффициента общей полноты δ , относительной длины L/V , осадки T и отношения ширины к осадке. Из расчетов выяснилось, что минимумы существуют только для коэффициентов ватерлиний. Изменение коэффициентов шпангоутов идет в одном каком-нибудь направлении, что вызывает трудности в процессе расчетов. Для того, чтобы определить диапазон изменения обводов, были сделаны расчеты по всем программам для одинаковых главных размерений и одной и той же общей полноты для чисел Фруда $0,26 \div 0,27$. Выяснилось, что на этих числах Фруда ватерлинии всегда выпуклые. Наименьшая оценка волнового сопротивления получается у обводов, имеющих були в миделевой

части. Очень сложно подобрать форму бульба. По всей видимости, необходимо разработать уравнение, описывающее выдвинутый бульб.

Традиционные формы получились с U-образными шпангоутами, но с некоторым развалом при приближении к действующей ватерлинии.

Следует отметить, что выбранный критерий отношения главной части волнового сопротивления к водоизмещению $R_{gd} = RG / D$ хорошо подтверждает выводы, сделанные экспериментаторами на основании многочисленных буксировочных испытаний в опытовых бассейнах.

В связи с тем, что для представления всего разнообразия полученных обводов потребовался бы очень большой альбом, здесь приводятся только данные по оптимальным значениям коэффициентов a_1, a_2, a_3 , вариации которых позволяют изменять форму ватерлиний. Все данные сведены в таблицы приложения 5.

Не все коэффициенты дают уравнения поверхности корпуса с реальными обводами. Иногда получаются такие формы, которые невозможно осуществить при проектировании. Ценность этих данных заключается в том, что проектанту ясно к какой форме следует стремиться.

Для каждого вида уравнений получены оптимальные значения параметров ватерлиний на всех значениях чисел Фруда, которые и даются в таблицах приложения 5. Все расчёты выполнены для одних и тех же размерений $L = 4,5\text{м}$, $B = 0,45\text{м}$ и $T = 0,18\text{м}$ при $\xi = 0,6$. Во всех таблицах коэффициенты уравнений оптимальных ватерлиний, которые позволяют выбрать обводы с наименьшим волновым сопротивлением при заданной форме шпангоутов.

Анализ показал, что для большинства уравнений экстремумов по форме шпангоутов нет. Монотонное изменение показателей степени приводит либо к монотонному уменьшению, либо к монотонному увеличению расчётной величины главной части волнового сопротивления.

Оказалось, что на больших числах Фруда наименьшее волновое сопротивление даёт шестое уравнение, определяющее форму с булями в миделевой части корпуса и с наименьшим углом входа ватерлиний. Наибольшее значение получается на данном числе Фруда у моделей с бульбами (уравнение). Остальные уравнения, описывая разные формы, тем не менее, дают почти равные значения волнового сопротивления.

Построение обводов было выполнено в MATCADe, причём удобство использования последнего заключается в том, что можно, меняя коэффициенты, сразу видеть на экране форму обводов и выбрать нужную форму шпангоутов. На основании анализа полученных оптимальных форм оказалось возможным найти и сформулировать основные положения, которые должны использоваться при проектировании обводов водоизмещающих судов.

Примеры оптимальных форм обводов на $F_n=0,27$

На рисунках 5.1 ÷ 5.8 приведены примеры обводов с оптимальной формой шпангоутов и ватерлиний при относительной скорости $F_n=0,27$ для всех восьми разных уравнений обводов. Значения главной части коэффициентов волнового сопротивления, полученные в данном случае приводятся в таблице 5.1.

ТАБЛИЦА 5.1

Значения главной части коэффициентов волнового сопротивления R_{gd} на $Fn=0,27$, полученные при оптимизации шпангоутов и ватерлиний по уравнениям 1 ÷ 8.

№ ур-ния	1	2	3	4	5	6	7	8
R_{gd}	0,2423	2,2991	2,2020	5,0810	2,9557	0,2278	2,4587	1,9863

Анализ показал, что минимума волнового сопротивления при вариации формы шпангоутов в данном случае нет. Чем дальше от ватерлинии и ближе к днищу расположен объём, тем волновое сопротивление меньше. Поэтому показатели степени в уравнениях шпангоутов не могут быть выбраны оптимальными. Однако это не имеет такого существенного значения, как при выборе формы ватерлиний. Влияние формы ватерлиний значительно больше, чем шпангоутов.

Шестое уравнение отличается от других тем, что позволяет описывать обводы с булями. Это уравнение на больших числах Фруда даёт обводы с наименьшим волновым сопротивлением по сравнению с теми, которые описываются другими уравнениями (рис. 5.6).

В последнем уравнении форма шпангоутов параболическая, поэтому меняется только один показатель степени S_f . Оказалось, что чем он больше, тем меньше волновое сопротивление (рис. 5.8).

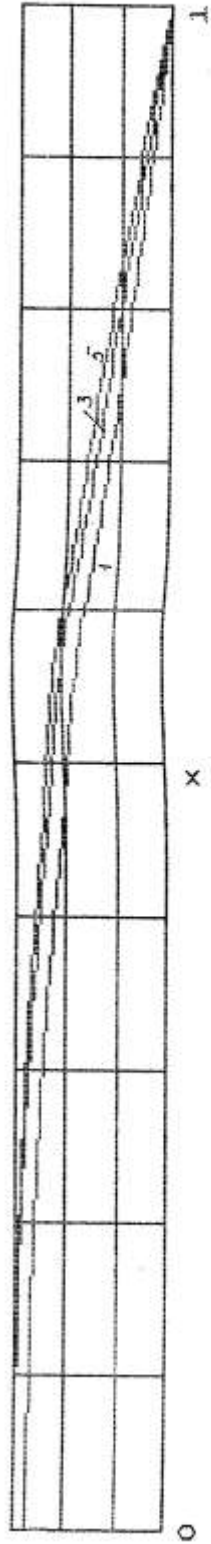
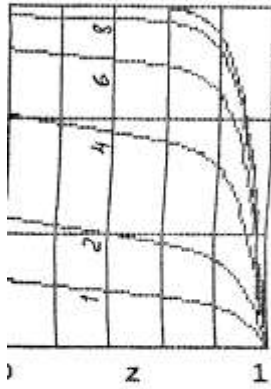


Рис. 5.1.1. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $F_n=0,27$, полученные по уравнению №1

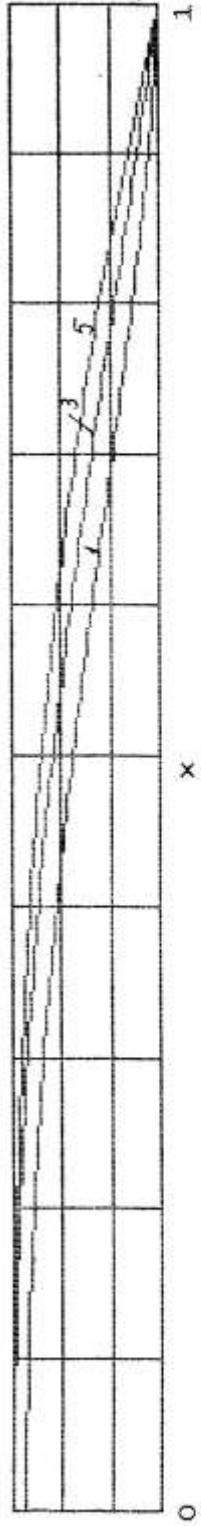
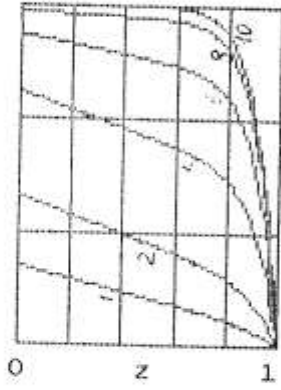


Рис. 5.2. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $F_n=0,27$, полученные по уравнению № 2

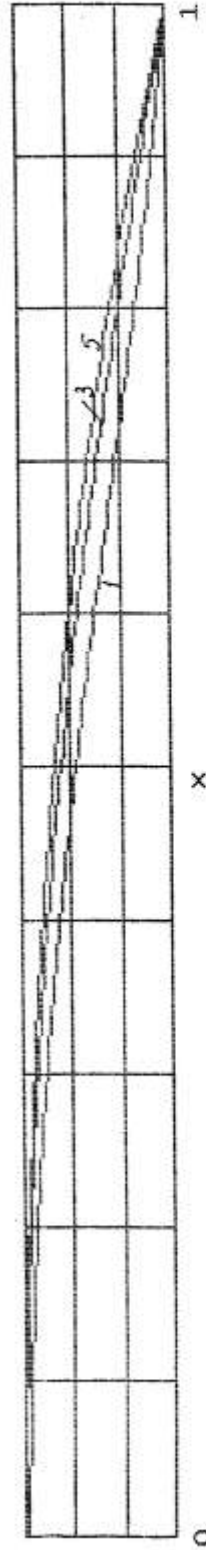
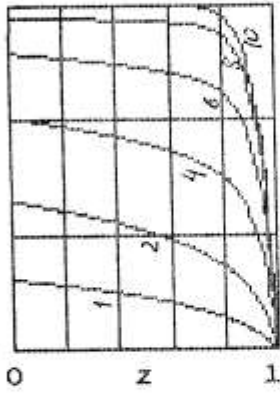


Рис. 5.3. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $F_n=0,27$, полученные по уравнению № 3

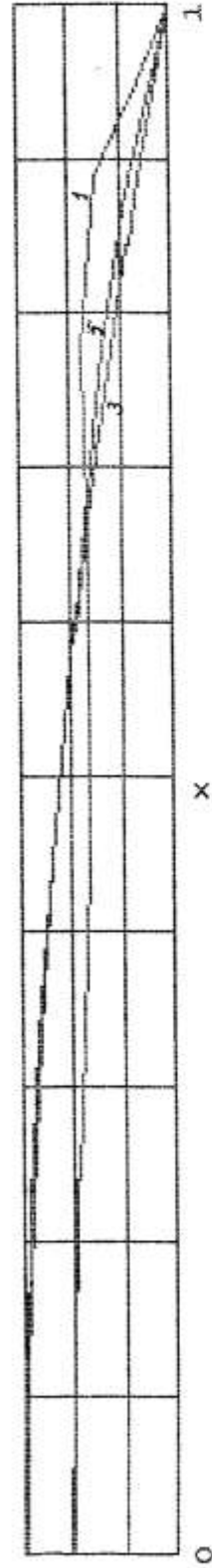
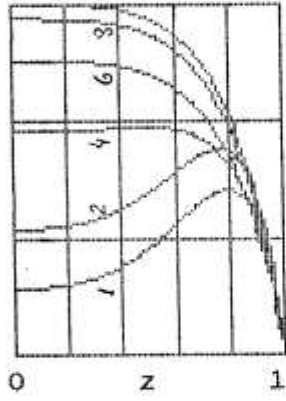


Рис. 5.4. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $Fn=0,27$, полученные по уравнению № 4

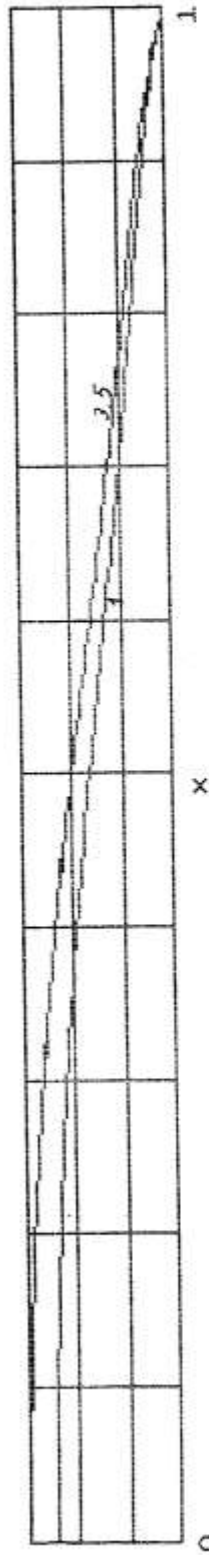
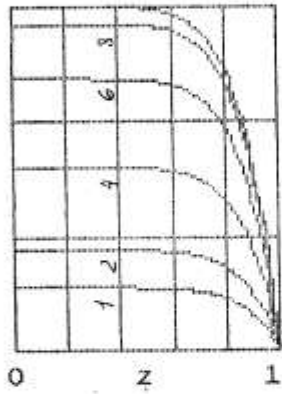


Рис. 5.5. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $F_n=0,27$, полученные по уравнению № 5

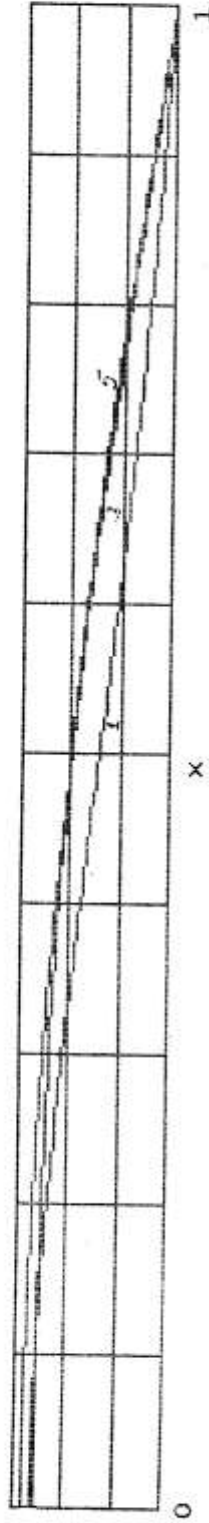
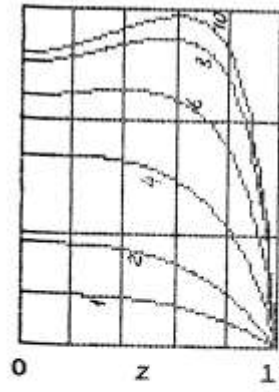


Рис. 5.6. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $F_n=0,27$, полученные по уравнению № 6

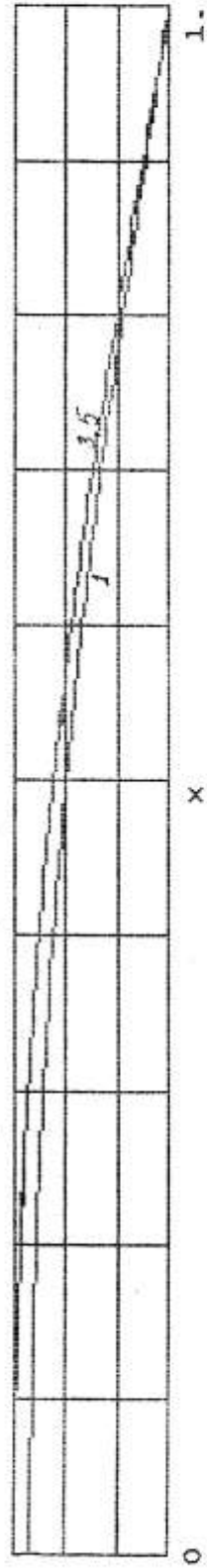
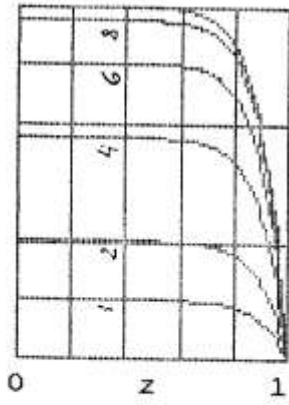


Рис. 5.7. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $E_n=0,27$, полученные по уравнению № 7

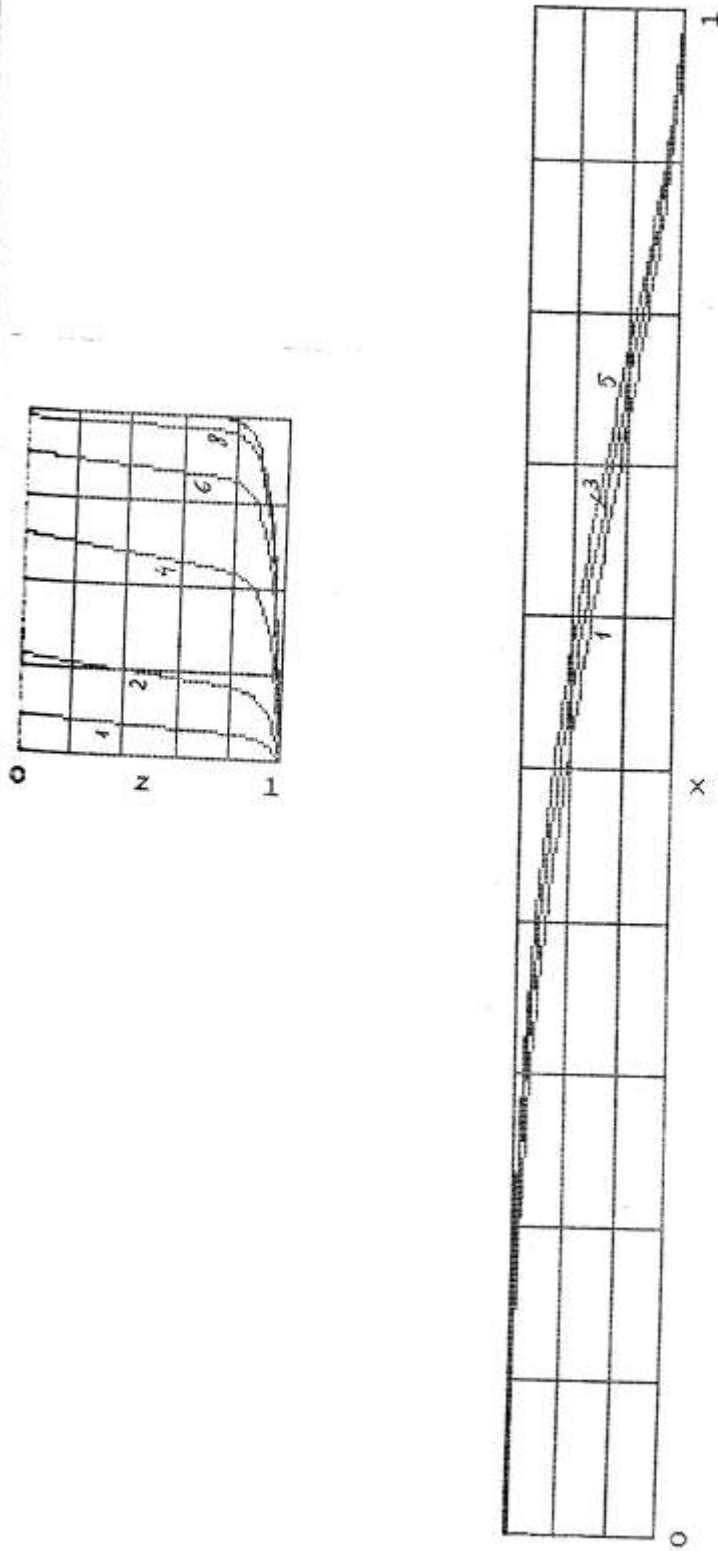


Рис. 5.8. Оптимальные шангоуты и ватерлинии на $F_n=0,27$, полученные по уравнению № 8

Основные результаты, полученные в процессе
оптимизации обводов

1. Форма ватерлиний меняется от вогнутой на малых числах Фруда до выпуклой на больших. Этот известный результат хорошо подтвердился на многочисленных примерах.

2. Уменьшение угла входа действующей ватерлинии всегда приводит к уменьшению расчётного значения волнового сопротивления.

3. Стремление уменьшать угол входа действующей ватерлинии приводит к смещению объёма подводной части либо к днищу, либо к миделю. В первом случае оптимальными получаются обводы с заглублённым бульбом, а во втором с булями. В любом случае, требуется удаление объёма от действующей ватерлинии.

4. Выбор оптимальных форм обводов достаточно широк, потому что, как видно из таблиц приложения 5, разные уравнения на одном и том же числе Фруда могут иметь примерно одинаковое качество.

5.2. Оптимизация обводов из развёртывающихся поверхностей

Первоначально поиски критерия для сравнения качества обводов судов по величине волнового сопротивления выполнялись с помощью обводов, спроектированных из развёртывающихся поверхностей. Преимущество этих обводов состояло в том, что они описываются аналитически в виде уравнения, позволяющего интегрирование по x и по z . Вид уравнения и основные формулы, описывающие уравнения обводов, приведены в приложении 1. Исследование выполнялось на основании расчётов интеграла Мичелла для разных форм обводов, полученных с помощью вариации коэффициентов опорных ватерлиний.

5.2.1. Основные формулы

Для исследования удобно принять интеграл в форме Мичелла для симметричных обводов. В этом случае принимаются выражения

$$I(\theta) = L_2 S_1 + 2 L_3 S_2, \quad (5.50)$$

$$J(\theta) = L_2 Q_1 + 2 L_3 Q_2,$$

где

$$L_2 = a_4 F_2 + a_6 F_3, \quad (5.51)$$

$$L_3 = a_6 F_3$$

и

$$S_1 = \frac{1 - \cos k_0}{k_0}, \quad S_2 = \frac{\sin k_0}{k_0^2} - \frac{\cos k_0}{k_0},$$

$$Q_1 = \frac{\sin k_0}{k_0}, Q_2 = \frac{\cos k_0 - 1}{k_0^2} + \frac{\sin k_0}{k_0}. \quad (5.52)$$

Исследовать влияние формы корпуса судна на величину волнового сопротивления можно только в том случае, когда функции L_2, L_3, F_2, F_3 не осциллируют и не пересекаются при интегрировании по θ от 0 до $\pi/2$. Анализ показал, что все эти функции изменяются монотонно и не пересекаются на этом интервале θ . Поведение функций L_2, L_3 показано на рис. 5.9, а функций F_2, F_3 на рис. 5.10.

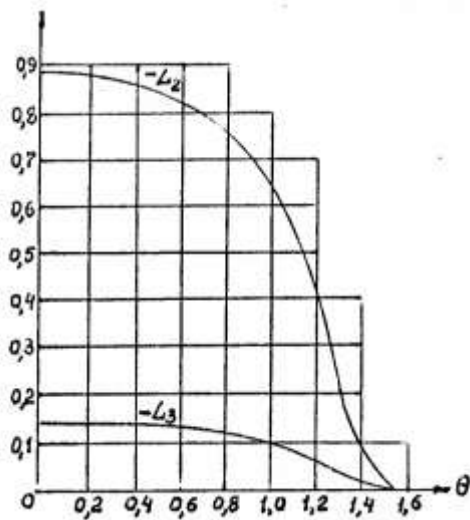


Рис. 5.9. Зависимость функций L_2 и L_3 от θ

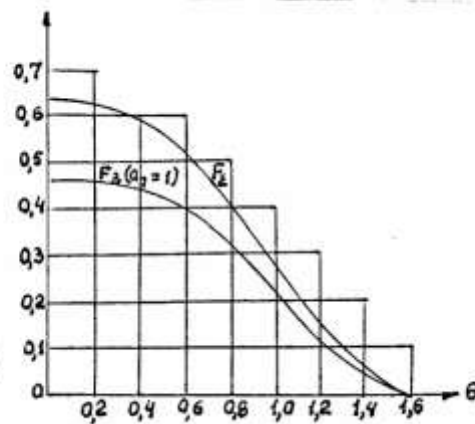


Рис. 5.10. Зависимость функций F_2 и F_3 от θ

Поведение этих функций в зависимости от скорости сложнее и исследуется ниже.

Влияние формы корпуса на величину волнового сопротивления выражается через коэффициенты $a_4 \div a_7$, связанные с параметрами опорных ватерлиний следующим образом:

$$\begin{aligned} a_4 &= \frac{n_2 m_1 - n_1 m_2}{m_2 - n_2}; & a_5 &= \frac{m_2 (m_1 - n_1)}{m_2 - n_2}; \\ a_6 &= m_2; & a_7 &= \frac{m_2 t_2}{m_2 - n_2}. \end{aligned} \quad (5.53)$$

Такие выражения получаются, если выбрать первую опорную ватерлинию на свободной поверхности воды.

Кроме этих коэффициентов на величину волнового сопротивления влияет осадка, которая входит в подынтегральное выражение в виде отношения T/L . Длина и ширина входят в виде множителей перед интегралом. Легко видеть, что уменьшить величину волнового сопротивления можно за счёт уменьшения коэффициентов L_2 и L_3 .

5.2.2. Исследование влияния коэффициентов опорных ватерлиний на величину интеграла Мичелла

Коэффициенты ватерлиний, входящие в уравнение (П1.6) приложения 1, влияют на волновое сопротивление различным образом. Коэффициенты m_0, n_0, m_1, n_1 увеличивают значение интеграла Мичелла, так как входят в числители всех коэффициентов D_i . Уменьшать волновое сопротивление можно только, если уменьшать их абсолютные значения и их разность, если это невозможно.

Влияние коэффициентов m_2 и n_2 намного сложнее, потому что их разность всюду входит в знаменатель, так что для уменьшения волнового сопротивления необходимо, уменьшая их абсолютные значения, увеличивать их разность.

Для оценки роли отдельных коэффициентов, необходимо предварительно рассмотреть зависимость функций F_2 и F_3 от скорости. Их изменение происходит по разным законам. Чтобы оценить их величину рассматриваются пределы при условии стремления скорости к бесконечности $C \rightarrow \infty, (p_o \rightarrow 0)$. Тогда

$$\lim_{p_o \rightarrow 0} F_2 = \lim_{p_o \rightarrow 0} \frac{1 - e^{-p_o T/L}}{p_o T/L} = 1. \quad (5.54)$$

Определение пределов функции F_3 намного сложнее. Анализ и расчёты показали, что для уменьшения расчётного значения волнового сопротивления необходимо уменьшать функцию F_3 . Кроме того, только в эту функцию входят параметры, связанные с формой обводов. Коэффициенты m_2 и n_2 , определяющие кривизну опорных ватерлиний, а, следовательно, и всей поверхности корпуса судна, входят в параметр a_7 , от которого функция F_3 зависит сложным образом. Кроме того, в функцию F_3 входит отношение осадки к длине судна T/L .

5.2.3. Зависимость F_3 от параметра формы a_7

Для анализа поведения функции F_3 в зависимости от изменения параметра a_7 приходится делать преобразования, позволяющие найти необходимые пределы.

Если параметр $a_7 > 0$, то для того, чтобы найти предел F_3 при стремлении скорости к бесконечности, нужно показательную интегральную функцию записать в виде

$$Ei = C + \ln|x| + \int_0^x \frac{e^{-t} - 1}{t} dt. \quad (5.55)$$

Тогда, входящую в выражение F_3 разность можно записать так:

$$Ei[-(a_7 + 1) p_0 T / L] - Ei(a_7 p_0 T / L) = \quad (5.56)$$

$$\ln \left| \frac{a_7 + 1}{a_7} \right| + \int_{a_7 p_0 T / L}^{(a_7 + 1) p_0 T / L} \frac{e^{-t} - 1}{t} dt.$$

Предел получается из выражения

$$F_3 = a_7 e^{a_7 p_0 T / L} \left[\ln \left| \frac{a_7 + 1}{a_7} \right| + \int_{a_7 p_0 T / L}^{(a_7 + 1) p_0 T / L} \frac{e^{-t} - 1}{t} dt \right]. \quad (5.57)$$

Этот предел равен

$$\lim_{p_0 \rightarrow 0} F_3 = a_7 \ln \left| 1 + \frac{1}{a_7} \right|. \quad (5.58)$$

Если $a_7 < 0, |a_7| > 1$, то обе интегральные показательные функции имеют аргумент одного знака. В этом случае функцию F_3 удобно исследовать, если представить её в виде

$$F_3 = a_7 e^{a_7 p_0 T / L} \int_{a_7 p_0 T / L}^{(a_7 + 1) p_0 T / L} \frac{e^{-t}}{t} dt. \quad (5.59)$$

При $p_0 \rightarrow 0, a_7 \rightarrow \pm\infty$

$$\lim_{\substack{a_7 \rightarrow \pm\infty \\ p_0 \rightarrow 0}} F_3 = \lim_{\substack{a_7 \rightarrow \pm\infty \\ p_0 \rightarrow 0}} a_7 \ln \left| 1 + \frac{1}{a_7} \right| = 1. \quad (5.60)$$

При $a_7 = -1$ функция F_3 терпит бесконечный разрыв

$$\lim_{a_7 \rightarrow -1} F_3 = \lim_{a_7 \rightarrow -1} a_7 \ln \left| 1 + \frac{1}{a_7} \right| = \infty. \quad (5.61)$$

При $a_7 \rightarrow 0$ справа, то есть, для положительных значений, сначала удобнее найти предел при $p_o \rightarrow 0$, а затем при $a_7 \rightarrow 0$. Тогда

$$\lim_{a_7 \rightarrow +0} a_7 \ln \left| 1 + \frac{1}{a_7} \right| = 0. \quad (5.62)$$

При $a_7 < 0, |a_7| < 1$, то выражение для F_3 значительно усложняется, так как аргумент $[-(a_7 + 1)p_o T / L] < 0$, а $[-a_7 p_o T / L] > 0$. В этом случае $Ei(-a_7 p_o T / L) \rightarrow -\infty$, а $Ei[-(a_7 + 1)p_o T / L]$ является конечным числом. Для определения предела F_3 при $p_o \rightarrow 0$ эту величину удобнее представить в виде суммы

$$F_3 = F_3^* + F_3^{**} \quad (5.63)$$

где

$$F_3^* = a_7 e^{a_7 p_o T / L} Ei[-(a_7 + 1)p_o T / L], \quad (5.64)$$

$$F_3^{**} = a_7 e^{a_7 p_o T / L} Ei(-a_7 p_o T / L). \quad (5.65)$$

Предел первого слагаемого определяется просто

$$\lim_{a_7 \rightarrow -0} F_3^* = \lim_{a_7 \rightarrow -0} a_7 e^{a_7 p_o T / L} Ei[-(a_7 + 1)p_o T / L] = 0. \quad (5.66)$$

Используя то, что при малых значениях x $Ei^* \approx \ln \gamma x$, можно найти предел второго слагаемого следующим образом: если записать, что

$$F_3^{**} = |a_7| e^{|a_7| p_o T / L} \ln \gamma |a_7| p_o T / L, \quad (5.67)$$

где γ - постоянная Эйлера, тогда

$$\lim_{|a_7| \rightarrow 0} F_3^{**} = 0. \quad (5.68)$$

Легко заметить, что если $a_7 = -1/2$, то аргумент логарифмической функции становится равным единице и F_3 становится равной нулю

$$\lim_{a_7 \rightarrow -1/2} F_3 = \lim_{a_7 \rightarrow -1/2} a_7 \ln \left| 1 + \frac{1}{a_7} \right| = -\frac{1}{2} a_7 \ln |-1| = 0. \quad (5.69)$$

Следовательно, при $p_o = 0$ функция F_3 на отрезке изменения a_7 от -1 до -1/2 уменьшается от бесконечности до нуля. На отрезке $[-1/2, 0]$ F_3 отрицательна. Если скорость конечна и $p_o \neq 0$, то функция F_3 пересекает ось a_7 $[-1/2, 0]$

5.2.4. Зависимость F_3 от скорости судна

Для анализа поведения функции F_3 в зависимости от скорости определяются пределы F_3 при $a_7 \rightarrow \pm\infty$. Для этого функция F_3 записывается в виде

$$F_3 = a_7 e^{a_7 \beta} \int_{a_7 \beta}^{(a_7+1)\beta} \frac{e^{-t}}{t} dt = a_7 \int_{a_7 \beta}^{(a_7+1)\beta} \frac{e^{a_7 \beta - t}}{t} dt, \quad (5.70)$$

где $\beta = p_o T / L$. Введя новую переменную $z = a_7 \beta - t$, получим

$$F_3 = -a_7 \int_0^{-\beta} \frac{e^z}{a_7 \beta - z} dz. \quad (5.71)$$

Тогда

$$\lim_{a_7 \rightarrow \pm\infty} F_3 = \lim_{a_7 \rightarrow \pm\infty} \left[-\int_0^{-\beta} \frac{e^z}{\beta - z/a_7} dz \right] = -\int_0^{-\beta} \frac{e^z}{\beta} dz = \frac{1 - e^{-\beta}}{\beta} \dots \quad (5.72)$$

Отсюда при $a_7 \rightarrow \pm\infty$

$$F_3 = \frac{1 - e^{-p_0 T/L}}{p_0 T/L}. \quad (5.73)$$

Следовательно, для каждого значения p при $a_7 \rightarrow \pm\infty$ существует свой предел функции F_3 , т.е.

$$\lim_{p \rightarrow 0} F_3 = 1, \quad \lim_{p \rightarrow 1} F_3 = 1 - e^{-1} \cong 0,632, \quad \lim_{p \rightarrow \infty} F_3 = 0. \quad (5.74)$$

Изменение параметра p вызывает монотонное изменение функции F_3 на каждом из четырёх интервалов изменения a_7 .

На рис. 5.11 видно, что в зависимости от интервала изменения a_7 меняется характер зависимости от неё F_3 . Порядок выражения L_2 (см. формулу (П5.2)) зависит от a_7 через F_3 . При уменьшении абсолютного значения a_7 , когда $|a_7| < 1$, значения F_3 уменьшаются. Величина $L_3 = a_6 F_3 = m_2 F_3$ зависит от F_3 и от кривизны действующей ватерлинии через коэффициент m_2 .

5.2.5. Выбор сравнительных оценок качества обводов

Анализ влияния производных уравнения поверхности показал, что величина вклада каждой из них уменьшается с увеличением их порядка. Совершенно очевидно, что на величину волнового сопротивления больше всего влияет угол входа ватерлиний. Второе по значению влияние оказывает кривизна обводов. Для проверки этого влияния используются обводы из развёртывающихся поверхностей.

Если судно симметрично относительно миделя, то величина $I(\theta)$ равна нулю, так как в этом случае интегрируется нечётная функция на симметричном интервале. Функция $J(\theta)$ имеет вид

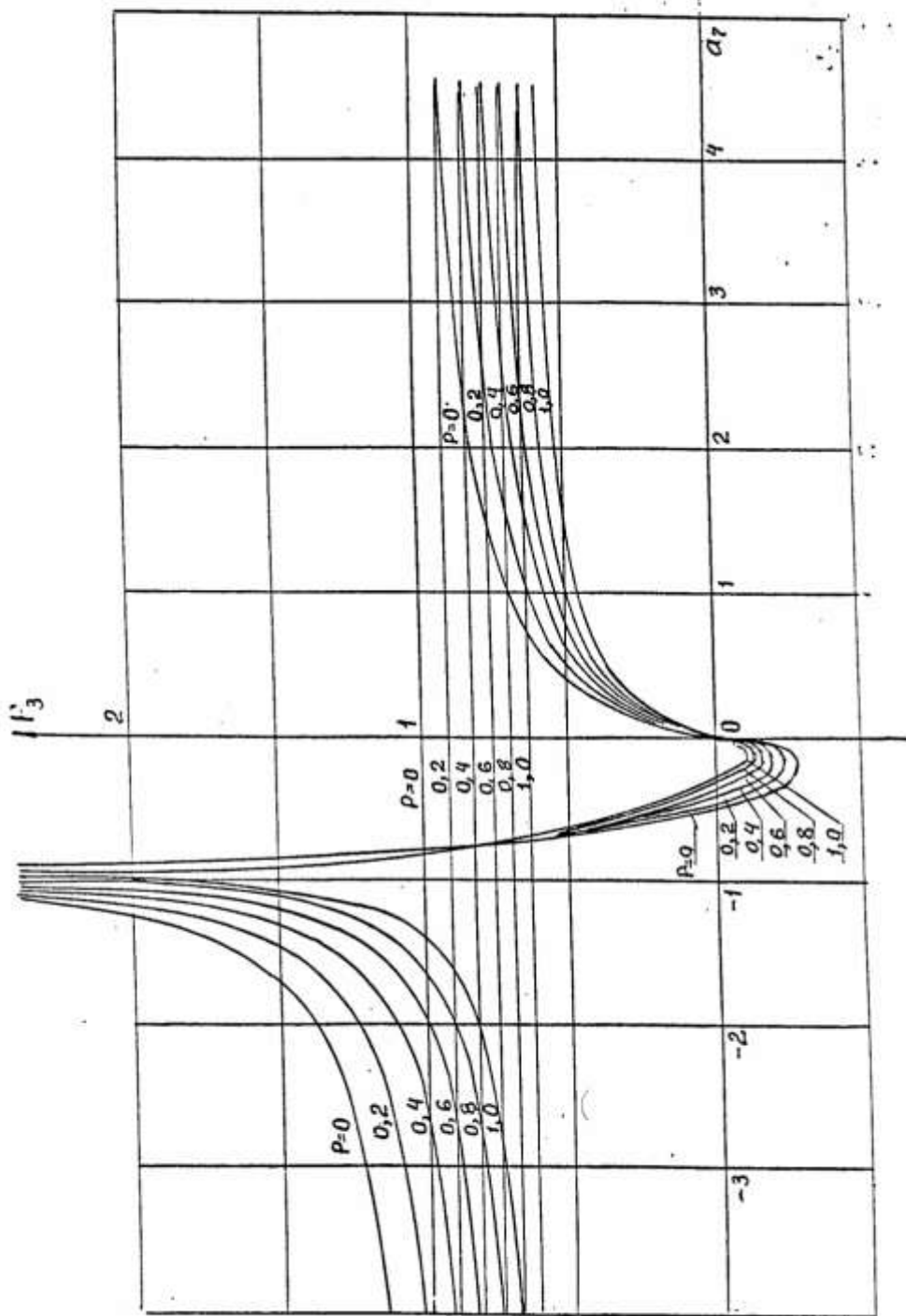


Рис. 5.11. Зависимость функции F_3 от a_7 и ρ

$$J(\theta) = A / k_0 + B / k_0^2 + C / k_0^3,$$

$$A = -(L_2 + L_3) \cos k_0, \quad (5.75)$$

$$B = (L_2 + 4 L_3) \sin k_0,$$

$$C = 4 L_3 (\cos k_0 - 1).$$

Из этих выражений видно, что влияние числа Фруда определяется значением $k_0 = 1 / (2 Fr^2 \cos \theta)$. Чем больше число Фруда, тем большую роль играет параметр $L_3 = m_2 F_3$, который зависит от кривизны обводов.

Когда число Фруда меняется от нуля до бесконечности, параметр k_0 меняется соответственно от ∞ до 0. В этом случае пределы тригонометрических функций становятся равными

$$\lim_{k_0 \rightarrow 0} S_1 = \lim_{k_0 \rightarrow 0} \frac{1 - \cos k_0}{k_0} = 0,$$

$$\lim_{k_0 \rightarrow 0} S_2 = \lim_{k_0 \rightarrow 0} \frac{\sin k_0 - k_0 \cos k_0}{k_0^2} = 0, \quad (5.76)$$

$$\lim_{k_0 \rightarrow 0} Q_1 = \lim_{k_0 \rightarrow 0} \frac{\sin k_0}{k_0} = 1,$$

$$\lim_{k_0 \rightarrow 0} Q_2 = \lim_{k_0 \rightarrow 0} \frac{\cos k_0 - 1 + k_0 \sin k_0}{k_0^2} = \frac{1}{2}.$$

Отсюда следует, что на очень больших скоростях целесообразно сравнивать обводы только по выражению $J(\theta)$, которое в этом случае даёт оценку в виде

$$E_1 = L_2 + L_3. \quad (5.77)$$

Если скорости невелики, т.е. $k_o \rightarrow \infty$, то все тригонометрические функции S_1, S_2, Q_1, Q_2 стремятся к нулю.

Для выбора оценки на малых числах Фруда удобно функции $I(\theta)$ и $J(\theta)$ представить в виде

$$I(\theta) = (L_2 + 2 L_3) \frac{1 - \cos k_o}{k_o} + 2 L_3 \frac{\sin k_o - k_o}{k_o^2}, \quad (5.78)$$

$$J(\theta) = (L_2 + 2 L_3) \frac{\sin k_o}{k_o} + 2 L_3 \frac{\cos k_o - 1}{k_o^2}.$$

Отсюда видно, что оценкой может служить величина

$$E_2 = L_2 + 2 L_3. \quad (5.79)$$

Реальные скорости не могут быть так велики, что $k_o \rightarrow 0$, и так малы, чтобы $k_o \rightarrow \infty$. Кроме того, k_o в большой степени зависит от переменной интегрирования θ , которая в наших выкладках была принята равной нулю, так что $\cos \theta = 1$, то есть принимает наибольшее значение. Если скорость фиксирована, то параметр k_o в процессе интегрирования меняется от $1/(2Fn^2)$ до ∞ .

Для определения тех значений θ , при которых тригонометрические функции S_1, S_2, Q_1, Q_2 принимают экстремальные значения, исследованы их выражения (5.52). Тригонометрические функции Q_1, Q_2 принимают наибольшие значения при $k_o = 0$. Их пределы при этом равны 1 и 1/2 соответственно. Первые условные экстремумы Q_1 появляются при $k_o = 3\pi/2$, а Q_2 при $k_o = \pi/4$. Функции S_1, S_2 на концах интервала интегрирования равны нулю, а первый экстремум появляется при $k_o = \pi/4$. При таком разном в появлении экстремумов трудно выбрать подходящее для оценки значение k_o . Для того, чтобы избежать разно-

сти слагаемых в $I(\theta)$ и $J(\theta)$ и получить при этом заниженную оценку, есть смысл выбрать сумму модулей в виде

$$E_3 = |L_2| + 2|L_3|. \quad (5.80)$$

Для сравнения полученных оценок были взяты две модели, спроектированные из развёртывающихся поверхностей, для которых были известны результаты буксировочных испытаний. Сравнение оценок делалось для двух значений чисел Фруда 0,30 и 0,56. Получилось так, что самый точный и объективный результат дала оценка $E_3 = |L_2| + 2|L_3|$.

Конечно, без проведения большого количества буксировочных испытаний для широкого диапазона форм и на разных числах Фруда трудно сказать насколько эффективна оценка E_3 при сравнении судов разных типов, но можно с уверенностью сказать, что величина L_3 при предварительной оценке может быть отброшена с учётом того, что на $Fn < 0,32$ интеграл Мичелла правильно даёт главную часть волнового сопротивления. Поэтому для оценки остаётся только величина L_2 , которая тоже хорошо согласуется с результатами экспериментов, потому что решающим фактором для волнового сопротивления судов является всё-таки угол входа действующей ватерлинии.

5.3. Основной график связи волновой функции с параметром уравнения обводов корпуса судна

Как показано выше, для уменьшения величины волнового сопротивления необходимо уменьшать значение параметра a_7 и F_3 . Из графика рис. 5.11 легко видеть, что при $a_7 = -1$ функция F_3 терпит бесконечный разрыв слева и справа. Это связано с равенством нулю аргу-

мента логарифмической функции $|1+1/a_7|$. Возможны два варианта обводов, при которых параметр a_7 может получиться равным -1. Если действующая ватерлиния прямая, то есть, её кривизна равна нулю, а нижняя опорная ватерлиния выпуклая или вогнутая, то получается такое невыгодное сочетание ватерлиний, которое приводит к росту функции F_3 . Но, с другой стороны, такой случай для обводов из развёртывающихся поверхностей невозможен, потому что $a_7 = D_{10}/D_{11}$, а когда $D_{10} = D_{11}$, то на осадке $t = t_2$ поверхность корпуса терпит разрыв. Для того, чтобы этот случай имел место, нужна такая форма опорных ватерлиний, чтобы при плоском днище шпангоуты подходили к ним по касательной.

В той части графика, где $a_7 > 0$, коэффициенты m_2 и n_2 одинакового знака, но соотношение между их абсолютными значениями такое, что $|m_2| > |n_2|$. Это значит, что ватерлинии выпуклые или вогнутые, а кривизна действующей ватерлинии больше, чем кривизна нижних. Это случай реальных обводов.

Параметр $a_7 \rightarrow \infty$ в тех случаях, когда форма ватерлиний, либо значения коэффициентов m_2 и n_2 постоянны по осадке. Тогда функции F_2 и F_3 имеют вид

$$F_2 = \frac{1 - e^{-p_o T/L} - p_o (T/L) e^{-p_o T/L}}{(p_o T/L)^3}, \quad (5.81)$$

$$F_3 = \frac{1 - e^{-p_o T/L}}{p_o T/L},$$

а их пределы соответственно равны

$$\lim_{p_o \rightarrow 0} F_2 = \frac{1}{2}, \quad \lim_{p_o \rightarrow 0} F_3 = 1. \quad (5.82)$$

В этом случае значение $J(\theta)$ можно уменьшить только за счёт формы действующей ватерлинии, а не с помощью уменьшения F_3 .

Упрощённые обводы с цилиндрической носовой оконечностью имеют наибольшее из всех возможных значений $J(\theta)$. В этом случае при постоянном водоизмещении и длине коэффициенты ватерлиний определяются однозначно, а функции F_2 и F_3 равны между собой и имеют вид

$$F_2 = F_3 = \frac{1 - e^{-p_o T/L}}{p_o T/L}. \quad (5.83)$$

Это наибольшие из всех возможных значений этих функций. При этом корпус получается в форме стойки с конечной осадкой.

Область значений параметра a_7 от $-\infty$ до -1 соответствует такому сочетанию коэффициентов m_2 и n_2 , при котором обе опорные ватерлинии либо выпуклые, либо вогнутые, но кривизна нижней ватерлинии больше, чем верхней. В этом случае значения функции F_3 больше, чем в других частях графика.

Интервал значений a_7 от -1 до 0 представляет наибольший интерес. Для исследования он разбит на три части $[-1; -0,7]$, $[-0,7; -0,5]$ и $[-0,5; 0]$. На первом интервале функция F_3 имеет очень большие значения, которые близки к разрыву подынтегральной функции $J(\theta)$. На третьем интервале обводы имеют разрыв возле свободной поверхности. На этом интервале функция F_3 отрицательна и вместо уменьшения подынтегрального выражения она его увеличивает. Эксперимент, который провёл для подобных форм Хзиунг [72, 73, 74], показал, что сопротивление резко увеличивается и происходит гидравлический скачок, подобный тому, какой бывает на мелководье.

Средний интервал значений a_7 позволяет уменьшать величину функции F_3 , а вместе с ней и волновое сопротивление. Чтобы получить такие значения a_7 , необходимо, чтобы m_2 и n_2 имели разные знаки, либо чтобы кривизна верхних ватерлиний была существенно меньше, чем нижних. Это достигается с помощью бульба.

Ц.Хзиунг искал оптимальные формы обводов с помощью, так называемых, “тентовых” функций методом квадратичного программирования и получил наилучшие формы, соответствующие значению $a_7 = -0,75$, когда крылообразный бульб расположен на осадке $0,25T$. Этому значению a_7 соответствует на графике довольно большое значение функции F_3 . По опытам Ц.Хзиунга эти обводы не получились с наименьшим значением волнового сопротивления.

В процессе подбора коэффициентов опорных ватерлиний m_2 и n_2 для получения наименьшего значения F_3 при постоянном водоизмещении выяснилось, что a_7 попадает на интервал $[-0,7; -0,5]$. В этом случае на поверхности получается крылообразный бульб. Это связано со спецификой обводов из развёртывающихся поверхностей.

Во избежание разрыва поверхности сделана попытка уменьшить параметры формы за счёт равенства коэффициентов $m_1 = m_2, n_1 = n_2$. Тогда уравнение шпангоутов записывается в виде

$$y = A_1 z^2 + A_2 z + A_3. \quad (5.84)$$

Если для уменьшения интеграла Мичелла при постоянном водоизмещении уменьшать m_1 и n_1 , то форма шпангоутов становится закруглённой к основной плоскости и к свободной поверхности, то есть, булевой.

Если уменьшать волновое сопротивление за счёт L_3 , то это достигается путём уменьшения m_2 . Если положить $m_2=0$, то верхняя ватерлиния станет прямой. Тогда чтобы кривизна нижних ватерлиний не равнялась нулю, нужно принять $a_7 = -t_2$, но в этом случае поверхность терпит разрыв. Следовательно, у обводов из развёртывающихся поверхностей с параболическими ватерлиниями такой вариант невозможен.

Наконец, если уменьшать a_7 путём изменения n_2 при постоянном m_2 , то шпангоуты получают большой развал к действующей ватерлинии.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы:

1. подынтегральная функция зависит от выражений L_2 и L_3 , которые связаны с формой корпуса и меняются монотонно в процессе интегрирования по θ от 0 до $\pi/2$, так что можно за счёт уменьшения их порядка уменьшать интеграл Мичелла.

2. Влияние главных размерений на расчётное значение волнового сопротивления проявляется через относительную осадку T/L , которая играет точно такую же роль, как величина, обратная числу Фруда.

3. За счёт вариации коэффициентов m_2 и n_2 , определяющих кривизну опорных ватерлиний, можно уменьшать расчётное значение интеграла Мичелла.

4. Найти общее для всех судов оптимальное соотношение между коэффициентами ватерлиний невозможно. При заданных главных размерах, относительной скорости и основных характеристиках формы в виде коэффициентов полноты и строевой по шпангоутам соотношения между этими коэффициентами необходимо выбирать такими, чтобы уменьшать значения a_6, a_7, F_3 .

5. То обстоятельство, что коэффициенты уравнения действующей ватерлинии определяют порядок волнового сопротивления, подтверждает значение её формы при проектировании обводов.

Заключение

Впервые получена зависимость интеграла Мичелла от коэффициентов уравнения поверхности корпуса, спроектированного из развёртываемых поверхностей [6, 60]. График рис. 5.11 даёт зависимость волнового сопротивления от формы обводов разных типов. С помощью зависимостей, отражённых на этом графике, чётко определено место упрощённых, бульбовых, обычных и булевых форм для судов, имеющих значительное волновое сопротивление. Полученные оценки могут служить критериями для сравнения разных обводов из развёртываемых поверхностей по величине волнового сопротивления.

В связи с тем, что разработанная теория оптимизации обводов по величине главной части интеграла Мичелла может быть использована только при аналитическом задании поверхности корпуса судна, применение обводов из развёртываемых поверхностей может стать одним из способов решения этой проблемы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые выполнено систематическое исследование всех допущений теории Мичелла, являющейся классическим решением задачи определения волнового сопротивления в линейной постановке. Впервые сделана экспериментальная проверка влияния вязкости жидкости на взаимодействие носовой и кормовой систем корабельных волн. По результатам эксперимента выбрано новое направление исследований интерференции систем корабельных волн.

Сделана проверка допущения Мичелла о возможности переноса распределения источников, заменяющих корпус судна, с его поверхности на диаметрально плоскость, которая подтвердила выводы других исследователей о допустимости такого переноса.

Несколькими методами проверено влияние линеаризации граничных условий на свободной поверхности на результаты расчётов волнового сопротивления по теории Мичелла.

Показано, что в интеграле Мичелла отсутствие уменьшения амплитуд корабельных волн не связано с линеаризацией граничных условий на свободной поверхности. Высказана гипотеза, что причина состоит в зависимости дисперсионного соотношения на малых относительных скоростях от координат волнового поля, что не учитывается в интеграле Мичелла.

На основании исследований, выполненных в четвёртой главе, сделан вывод о том, что горбы и впадины на кривой Мичелла на малых числах Фруда появляются из-за математических свойств гидродинамических особенностей.

Получена новая форма интеграла Мичелла, в которой отделена главная монотонно меняющаяся часть от тригонометрических членов,

описывающих интерференцию носовой и кормовой систем корабельных волн. В новом виде интеграл Мичелла представляет собой экспоненциальный ряд, коэффициентами которого являются производные уравнения поверхности корпуса судна, взятые на носовом и кормовом перпендикулярах. Такое представление выявило неизвестные ранее свойства интеграла и показало, что теория Мичелла верно отражает особенности волнообразования при движении водоизмещающих судов.

Новая гипотеза о том, что волны образуются только в точках разрыва или скачка в потоке натекания позволила объяснить вычислительные особенности интеграла Мичелла, приводившие к ошибкам при его определении. Показано, что для достижения необходимой точности при вычислении интеграла численными методами требуется брать около 1000 шпангоутов и $150 \div 200$ ватерлиний, причём ординаты должны быть точными, а не сниматься с чертежа. Для верного расчёта интеграла Мичелла требуется либо аналитическое задание обводов судна, либо такая его аппроксимация, которая позволяет получать точные значения всех производных, то есть аппроксимирующая функция должна быть абсолютно гладкой.

Расчёты интеграла Мичелла и его главной части для 19 аналитических моделей Виглея и Вейнблюма дали обширный материал для анализа соотношений между кривыми главной части интеграла Мичелла и экспериментальными кривыми. Впервые по поведению главной части удалось обнаружить, что зависимость интеграла Мичелла от скорости связана с формой обводов и поэтому меняется по разным законам (от квадратичного до восьмой степени). Впервые замечено, что при сильно вогнутых ватерлиниях интеграл Мичелла даёт заниженные значения, а при сильно выпуклых - завышенные. Горбы и впадины на кривой Мичелла не позволяли это обнаружить. При прямых или слабо изогнутых

ватерлиниях главная часть интеграла Мичелла приближается к экспериментальным кривым с достаточной точностью. Отсюда сделано два важных вывода. Первый вывод заключается в том, что ни один метод расчёта волнового сопротивления нельзя оценивать по нескольким моделям. Второй вывод относится к свойствам интеграла Мичелла и состоит в том, что для верного определения волнового сопротивления при его использовании необходимо вносить поправку в значения первых производных в носу и в корме, потому что в эксперименте действие всей оконечности интегрируется в волнообразующую точку, и на величину волнового сопротивления влияет не только окрестность носового или кормового перпендикуляра, а форма всей оконечности от миделя.

Сравнение совокупности кривых главной части интеграла Мичелла для моделей Виглея и Вейнблома с совокупностью экспериментальных кривых показало, что главная часть интеграла Мичелла хорошо отражает гидродинамическое качество обводов. Это позволило выбрать отношение значения главной части к водоизмещению в качестве критерия оптимизации.

Для оптимизации разных форм корпуса разработано 8 уравнений с переменными коэффициентами, позволяющими менять форму шпангоутов и ватерлиний в широком диапазоне, включая бульбовые и булевые формы.

Составлен ряд программ на языке ФОРТРАН 4, позволяющих выбирать оптимальную форму обводов при заданном числе Фруда, коэффициенте общей полноты и главных размерениях. Полученные результаты совпадают с известными рекомендациями, полученными на основании буксировочных испытаний моделей судов и волнового анализа. Таким образом, впервые получен доступный метод оптимизации одно-

временно шпангоутов и ватерлиний, а также оптимизации ватерлиний при заданной форме шпангоутов и наоборот.

С помощью обводов, спроектированных из развёртывающихся поверхностей и позволяющих аналитическое определение ординат, получен график зависимости функции волнового сопротивления от параметра формы корпуса, отражающий соотношение между величиной волнового сопротивления для судов разных форм (рис. 5.11). На этом графике показано, что упрощённые формы обводов не могут обеспечить такое же гидродинамическое качество, как хорошо обтекаемые с верно выбранной формой шпангоутов. Из графика видно, что при выборе бульба требуется особая осторожность, так как легко попасть в область повышенного волнового сопротивления. Такая систематическая зависимость получена впервые. До сих пор исследователям удавалось получить оптимизацию только для конкретных форм, дающих отдельные точки на этом графике.

Введение в интеграл Мичелла поправок, учитывающих уменьшение амплитуд корабельных волн и уменьшение скорости потока в кормовой волнообразующей точке за счёт спутной струи, приблизило характер расчётных кривых к экспериментальным. Однако, для вывода надёжной формулы расчёта волнового сопротивления водоизмещающих судов необходимы данные модельных испытаний серии аналитических моделей с реальными значениями относительной ширины и относительной осадки.

Основные результаты выполненных исследований следующие:

1. экспериментально доказано, что вязкость жидкости не влияет на взаимодействие носовой и кормовой систем корабельных волн. Это позволило отбросить гипотезу о влиянии вязкости на сглаживание горбов и впадин на кривой Мичелла. Эксперимент показал, что объяс-

нение следует искать в рамках теории идеальной жидкости, поэтому было выбрано новое направление исследований, которое и привело к выявлению причины этого явления.

2. Впервые сформулированы условия, при которых методы численного интегрирования дают такой же результат, какой получается при взятии интеграла Мичелла непосредственно по формулам.

3. Получена новая форма интеграла Мичелла, позволяющая отделить главную часть решения от интерференционных членов. Показано, что главную часть интеграла Мичелла можно использовать в качестве критерия для сравнения и оптимизации обводов водоизмещающих судов.

4. Показано, что введение поправок на убывание амплитуд поперечных волн и уменьшение скорости в попутном потоке в интерференционные члены интеграла Мичелла на малых числах Фруда сглаживает горбы и впадины.

5. Разработаны уравнения обводов, позволяющие при заданных главных размерениях, коэффициенте общей полноты и относительной скорости подобрать оптимальную форму шпангоутов и ватерлиний.

6. Получен график зависимости функции волнового сопротивления от коэффициентов уравнения обводов судов с развёртывающейся наружной обшивкой, дающий возможность сравнения гидродинамического качества обводов разного типа.

Литература

1. Антимонов К.И. Теория Мичелла, её приложение к расчёту волнового сопротивления судов// Сб. науч. тр./ ВНИТОСС.- М., 1935.- Том 1.- № 4.- С. 19 - 59.
2. Амромин Э.Л., Мизин И.О. Метод оценки влияния строевой по шпангоутам на сопротивление формы// Вопросы судостроения. Сер. Проектирование судов.- Л., 1977.- Вып. 13.-С. 46-52.
3. Амромин Э.Л., Лордкипанидзе А.Н., Тимошин Ю.С. Введение “запрещённых” амплитуд при вычислении волнового сопротивления судна// Прикл. математика и механика.- М., 1992.- Т. 56.- № 1.- С. 163-167.
4. Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред.- М.: Наука.-1982.-336с.
5. Горавнёва Т.С. Практический метод расчёта волнового сопротивления транспортных судов// Сб.науч. тр./ ЛКИ: Методы прикладной и вычислительной математики в судостроении.-Л., 1979.- С. 52 - 60.
6. Готман А.Ш. Проектирование обводов судов с развёртывающейся обшивкой.-Л.: Судостроение, 1979.- 192 с.
7. Готман А.Ш. Обзор иностранной литературы по волновому сопротивлению судна. Т.1..Волновое сопротивление судна в идеальной жидкости. Т.2. Волновое сопротивление судна в вязкой жидкости. Т.3. Библиография// ВИНТИ, 1985.-3108, 3109, 3110 Деп. 385 с.
8. Готман А.Ш. Изыскание метода расчёта волнового сопротивления судов с развёртывающейся наружной обшивкой в нелинейной постановке: Отчёт по НИР.- Новосибирск: НИИВТ, 1987.- Гос. рег. 01.85.0005347 111 с.

9. Готман А.Ш. Обзор работ по оптимизации корпуса судна на основании теоретического и экспериментального изучения волнового сопротивления// ВИНТИ.- №7535-B88.- 111 с.- Деп. 19.10.88г.

10. Готман А.Ш. К вопросу интерференции носовой и кормовой систем корабельных волн// Материалы по обмену опытом: Экспериментальные методы изучения поведения судов и плав. средств в сложных условиях штормового плавания.- Л.,1989.- Вып. 469.- С.13-49.

11. Изыскание метода расчёта волнового сопротивления с учётом турбулентной вязкости: Отчёт по НИР/ Новосибирск: НИИВТ, 1990.- Гос. рег. № 01.88.0000800.-64 с.

12. Готман А.Ш. Особенности расчёта волнового сопротивления судов// Сб. науч. тр./ Вычислительные технологии. - Новосибирск: ИВТ СО РАН, 1993.- Т.2.- Вып. 1.4.- С. 80-89.

13. Готман А.Ш. Определение волнового сопротивления и оптимизация обводов судов (Часть 1. Волновое сопротивление судов. Часть 2. Методы расчёта волнового сопротивления. Оптимизация обводов корпуса водоизмещающих судов).- Новосибирск: НГАВТ,1995 г.-322 с.

14. Готман А.Ш. Проблемы математического анализа волнового сопротивления водоизмещающих судов// Сб. науч. тр./ Международный симпозиум по гидродинамике судна, посвящённый 85-летию со дня рождения А.М.Басина.-СПб., 1995.- С. 29-50.

15. Костюков А.А. Теория корабельных волн и волнового сопротивления.- Л.: Судпромгиз, 1959.- 310с.

16. Костюков А.А. Взаимодействие тел, движущихся в жидкости.- Л.:Судостроение,1972.-С.312.

17. Кочин Н.Е. О волновом сопротивлении и подъёмной силе погруженных в жидкость тел: Собрание сочинений.- М., 1949.- Т. II.- С. 105-182.

18. Лаврентьев В.М. Влияние пограничного слоя на волновое сопротивление корабля// Докл. АН СССР.- М., 1951.- Т. 80.- № 6.- С. 857 - 860.
19. Никитин А.К., Подрезов С.А. К пространственной задаче о волнах на поверхности вязкой жидкости бесконечной глубины// Прикл. математика и механика.- М., 1964.- Т.28.- № 3.- С. 452 - 463.
20. Орлов Ю.Ф. Потенциал ускорений в гидродинамике корабельных волн.- Новосибирск: Наука, 1979.- 218с.
21. Павленко Г.Е. Сопротивление воды движению судов.- Л.:Морской транспорт.- 507 с.
22. Питерс А.С., Стокер Дж. Дж. Движение корабля как свободно плавающего тела на волнении// Теория поверхностных и внутренних волн.- М.: Ин. лит., 1959.- С. 43 - 144.
23. Сизов В.Г. К теории волнового сопротивления судна на тихой воде// Изв. АН СССР, ОТН, Мех. и маш.-М.,1961.- № 1.-С.75 - 85.
24. Сизов В.Г. О сходимости ватерлиний, представленных рядом плотностей источников//Сб. науч. тр./ НТО СП.- Л., 1969.- Вып. 127.- С. 135 - 142.
25. Смородин А.И. Расчёт вызванных скоростей и ординат волн при движении судна// Сб. науч. тр./ ЦНИИ им. ак. А.Н.Крылова.- Л., 1971.- Вып. 268.- С. 3 - 18.
26. Смородин А.И. О применении методов теории волнового сопротивления для решения практических задач гидромеханики судна// Сб. науч. тр./ ЦНИИ им. ак. А.Н.Крылова.-Л., 1975.- Вып. 285.- С. 3 - 11.
27. Смородин А.И. Развитие методов теории волнового сопротивления и их практическое приложение в задачах гидродинамики судов//

Проблемы прикладной гидродинамики судна.- Л.: Судостроение, 1975.- С. 108 - 128.

28. Смородин А.И. Применение теоретических методов для расчёта потенциального попутного потока и поля скоростей вблизи корпуса судна//Вопросы судостроения. Серия: Проектирование судов.- Л., 1975.- Вып.8.- С. 59 - 70.

29. Смородин А.И. О расчёте вызванных скоростей и волнового сопротивления судна во втором приближении// Вопросы судостроения. Серия: Проектирование судов.- Л., 1977.- Вып. 15.- С. 106 - 119.

30. Смородин А.И., Шилкина Е.Ю. Экспериментально-теоретические методы определения волнового сопротивления судна// Сб. статей по гидродинамике транспортных судов/ ЦНИИ им. ак. А.Н.Крылова.- Л., 1981.- С. 148-160.

31. Сретенский Л.Н. Об одной задаче минимума в теории корабля// Доклады АН СССР.- М.,1935.- Т. 3.- вып. 6.- С. 247-248.

32. Сретенский Л.Н. К теории Мичелла// Прикл. математика и механика.- М., 1935.- Т.2.- Вып. 2.- С. 163-179.

33. Сретенский Л.Н. О волнах на поверхности вязкой жидкости// Сб. науч. тр./ ЦАГИ.- М., 1941.- Вып. 541.- С. 1 -34.

34. Сретенский Л.Н. Теоретическое исследование волнового сопротивления: Глава 1. К теории Мичелла.- Сб. науч. тр. / ЦАГИ.- М., 1937.- Вып. 319.- С. 3 - 55.

35. Сретенский Л.Н. Теория волновых движений жидкости: М.: Наука,1977.-816с.

36. Тимошин Ю.С. Возможности применения вычислительных методов для оптимизации обводов корпуса // Проблемы прикладной гидромеханики судна.- Л.: Судостроение, 1975.- С. 129 - 150.

37. Федосенко В.С. О развитии поверхностных волн в вязкой жидкости// Морские гидрофизические исследования/ АН УССР.- Севастополь, 1972.- № 2(58).- С. 27 - 39.
38. Ханович И.Г. Сопротивление воды движению судов.- М.: Военное изд. МВС, 1946.-316 с.
39. Хаскинд М.Д. Приближённый метод расчёта волнового сопротивления удлинённых судов// Изв. АН СССР, ОТН.- М., 1956.- Т. 10.- С. 108 - 112.
40. Хинце И.О. Турбулентность. Её механизм и теория.-М.: Гос. изд. ф.-мат. лит.,1963.- 680 с.
41. Шебалов А.Н., Горавнёва Т.С. К вопросу совершенствования алгоритма расчёта волнового сопротивления в нелинейной постановке// Сб. науч. тр./ ЛКИ: Математические модели и САПР в судостроении.- Л., 1985.- С. 35 - 39.
42. Baba E., Takekuma K. A Study on free-surface flow of slowly moving full forms// J. Soc.Nav.Arch. -Japan,1975.-Vol.137.-P.1 -10.
43. Baba E. Phenomena of the free surface around the ship which arise under the numerical analysis// Proc. Third Intern. Conf. on Numerical Ship Hydrodyn.-Paris, 16-19 June 1981.- Vol. 1.- Sess. I - II.
44. Bai K.-J. A localized finite-element method for steady three-dimensional free-surface flow problems// Proc. 2th Int. Conf. on Numer. Ship Hydrod.- Berkeley, 1977.- P. 78 - 87.
45. Bai K.J. Overview of results// Proc. of the Workshop on ship Wave-Resistance Computations. Vol. 1.- Bathesda, David W.Taylor Naval Ship Research and Development Center, 13-14 Nov., 1979.- P. 5-50.
46. Bai K.J. Blockage correction with a free surface // J. Fluid Mech.- London, 1979.- Vol. 94.-Part 3.- P. 433 -452.

47. Beck R.F. The wave resistance of a thin ship with a rotational wake// J. Ship Research.- N.-Y., 1971.- Vol. 13.- Part 3.- P. 196 - 214.

48. Bessho M. Line integral, uniqueness and diffraction of wave in the linearized theory// Proc. Intern. Seminar on Wave Resistance.- Tokyo, 1976.- P. 45 -55.

49. Brard R. Viscosity, wake and ship waves// J. Ship Research.- N.-Y., 1970.- Vol. 14.- Part 4.- P. 207 - 240.

50. Brard R. The representation of a given ship form by singularity distributions when the boundary condition on the free surface is linearized// J. Ship Research.- N.-Y., 1972.- Vol. 16.- No 1.- P. 79 - 92.

51. Breslin J.P., Eng K. Calculation of the wave resistance of a ship represented by sources distribution over the hull surface// Proc. Int. Seminar on Theor. Wave-Resistance.Vol. III.- Ann Arbor., 1963.-P.1083 - 1110.

52. Chan R.K.-C., Chan F.W.-K. Numerical solution of transient and steady free surface flows about a ship of general hull shape// Proc. 13-th Symp. Nav. Hydrod.- Tokyo, 1980.- P. 11-23.

53. Chang M.S., Pien P.C. Velocity potentials of submerged bodies near a free surface application to wave excited forces and motions// Trans. 11-th Sympos. Nav. Hydrod. Unsteady Hydrod.- London, 1976.- P. 545 - 554.

54. Chang M.S. Computations of three-dimensional ship-motions with forward speed// Proc. 2th Int. Conf. on Numerical Ship Hydrod.- Berkeley, 1977.- P. 124 - 135.

55. Cumberbatch E. Effect of viscosity on ship waves// J. Fluid Mech.- London, 1965.- Vol. 23.- Part 3.- P. 471 - 479.

56. Dawson C.W. A practical computer method for solving ship-wave problems// Proc. 2-th Int. Conf. Numer. Ship Hydrodyn.-Berkeley, 1977.- P. 30 - 38.

57. Eggers K.W.H. Second order contribution to ship wave and wave resistance// Trans. 6-th Symp.Nav. Hydrod.- Washington, 1966.-P.649 - 672.

58. Emerson A. The application of wave resistance calculations to ship hull design// Trans. Inst. Nav. Arch.- London, 1954.- No 3.- P. 268 - 283.

59. Gadd G.E. A convenient method for estimating wave resistance, and its variation with small changes of hull shape, for a wide range of ship types// Intern. Shipbuild. Progress.- 1981.- Vol. 28.- No 327.- P. 252 - 262.

60. Gotman A.Sh. Analysis of the modern methods of calculation of wave ship resistance// Trans. First Intern. Conf. in Commemoration of the 300th Anniversary of Creating Russian Fleet by Peter the Great.-St. Petersburg, 7-14 June 1992.- P. 312-316.

61. Havelock T.H. The wave-making resistance of ships: a theoretical and practical analysis// Proc. Royal Society of London, Sect. A.- London, 1909.- Vol. 82.- No 554.-P. 276 - 300.

62. Havelock T.H. Studies in wave resistance: influence of the form of the water-plane section of the ship// Proc. Royal Society of London, Sect. A.- London, 1923.- Vol. 103.- No 723.- P. 571 - 585.

63. Havelock T. H. Wave resistance: some cases of unsymmetrical forms// Proc. Royal Society of London, Sect. A.- London, 1926.- Vol. 110.- P. 233 - 241.

64. Havelock T.H. The calculation of wave resistance// Proc. Royal Society of London, Sect. A.- London, 1934.-Vol. 144.-No 856.P. 514 - 521.

65. Havelock T.H. Ship waves: the relative efficiency of bow and stern// Proc. Royal Society of London, Sect. A.- London, 1935.- V. 149.- No 868.- P. 417 - 426.

66. Havelock T.H. Calculations illustrating the effect of boundary layer on wave resistance// Trans. Royal Inst. of Naval Arch.- London, 1948.- Vol. 90.- P. 259 - 271.

67. Hess J.L., Smith A.K.O. Calculation of potential flow about arbitrary bodies// Paper No 1 in Progress in Aeronautical sciences.- USA:Pergamon Press.- 1967.

68. Hess J.L Higher order numerical solution of the integral equation for the two-dimensional Neumann Problem// Computer Method in Application Mechanics and Engineering.- USA,1973.- Vol. 2.- P. 13-38.

69. Hess J.L A higher order panel method for three-dimensional potential flow// Douglas Report No 62269-77-C-0437.- 1979.

70. Hogner E. A contribution to the theory of wave problem// Arkiv for Matematik, Astronomi och Fysik.-Stockholm,1922.-Bd.17.-N 12.-S. 1-50.

71. Hogner E. Notes on some new contributions to the theory of ship waves// Ibid.-1924-25.-Bd.18.-N 10.- S. 1-9.

72. Hsiung C.-C. Optimal ship forms for minimum wave resistance// J. Ship Research.-N.-Y.,1984.-Vol.25.-No 2.-P.95 - 116.

73. Hsiung C.-C., Shenyan D. Optimal ship forms for minimum wave resistance// J. Ship Research.- N.-Y., 1984.-Vol.28.- No 3.- P. 163 - 172.

74. Hsiung C.-C., He Y.J., Cong L.Z. Optimal ship forms minimum total resistance with the consideration of boundary layer and wake// *PRADS'92*.-New Castle, 1992.- P.1.33 - 1.46.

75. Inui T. A new theory of wave-making resistance, based on the exact condition of the surface of ships// J. of Zosen Kiokai.- Japan, 1952.- V. 85.- P. 29 -44; -Japan, 1953.-Vol. 93.- P. 11 -21.

76. Inui T. Study on wave-making resistance of ships// Soc. Nav. Arch. Japan, 60th Anniversary Series.- Japan, 1957.- Vol.2.- P. 173 - 355.

77. Kim K.-J. Ship flow calculations and resistance minimisation// Doctor's work. Chalmers Univ. of Technology.- Goteborg, 1989.

78. Kinoshita M. Wave resistance in a viscous fluid derived from momentum analysis// Proc. Intern. Seminar on Wave Resistance.- Tokyo, 1976.- P. 295 - 298.

79. Kotik J., Morgan R. The uniqueness problem for wave resistance calculated from singularity distributions which are exact at zero Froude number// J. Ship Research.- N.-Y., 1969.- Vol. 13.- No 1.- P. 61 -68.

80. Kusaka V. On the contribution of line integral to the wave resistance of surface ships// Proc. Int. Semin. on Wave Resistance.- Tokyo, 1976.- P. 249 - 254.

81. Lamb H. On wave resistance// Proc. Royal Society of London, Sect. A.- London, 1926.- Vol. 111.-P. 14 -25.

82. Lonquet-Higgins M.S. Resonant interactions between two trains of gravity waves// J.Fluid Mech.- London,1962.-Vol.12.-No 3.- P. 321-332.

83. Lonquet-Higgins M.S., Phillips O.M. Phase velocity effects in tertiary wave interactions// Ibid.-Vol.12.- No 3.- P.333-336.

84. Lurye J.R. Interaction of free-surface waves with viscous wakes// Trans. Seventh Symp. on Nav. Hydrod.- Rome, 1968.- P. 15 -60.

85. Maruo H. Calculation of wave resistance of ships, the draught of which is as small as the beam// J. Soc. Nav. Arch.-Japan, 1962.- Vol. 112.- P. 21 - 37.

86. Maruo H. A note on the higher order theory of thin ships// Bulletin of the Faculty of Engineering Yokohama Nat. Univ.-Yokohama, 1966.- Vol.15.- P. 1 - 21.

87. Maruo H. High- and low- aspect ratio approximation of planing surfaces// Schiffstechnik.- 1967.- Vol. 14.- P. 57 -64.

88. Maruo H. Ship waves and wave resistance in a viscous fluid// J. Soc. Nav. Arch.-Japan, 1973.-Vol.134.-P. 15-29.

89. Maruo H. Ship waves and wave resistance in a viscous fluid// Proc. Intern. Seminar on Wave Resistance.- Tokyo, 1976.- P. 217-238.

90. Maruo H., Suzuki K. Wave resistance of a ship of finite beam predicted by the low speed theory// J. Soc. Nav. Arch.-Japan, 1977.-Vol. 142.- P. 1 -7.

91. Michell J.H. The wave resistance of a ship// Philosophical Magazine, ser. 5.- London, 1898.- Vol.45.- P. 106-123.

92. Milgram J.H. The effect of a wake on the wave resistance of a ship// J. Ship Research.-N.-Y., 1969.-Vol.13.- No 1.- P. 69-71.

93. Miyata H., Inui T., Kajitani H. Experimental investigation on the wave making in the near-field of ships// Research Report 1978 of the Int. Joint Research of Study on Local Non-Linear Effect in Ship Waves.- edit. by T.Inui, 1979.

94. Mori K. Prediction of viscous effects on wave resistance of ship in framework of low speed wave resistance theory// Memoirs of the Faculty of Engineering Hiroshima University.- Hiroshima, 1979.-Vol.7.-No 1 (Serial No 21).-P. 9-19.

95. Mori K., Nishimoto H. Prediction of flow fields around ships by modified Rankine source method// J. Soc. Nav. Arch. Japan.- Japan, 1981.- Vol.150.-P.9-18.

96. Mori K., Murata K. Wave resistance calculation by modified Rankine source method// Proc. Second DINSRDC Workshop on Ship-Resistance Computations.-Washingon, 1983.- P.321-340.

97. Musker A.J. Stability and accuracy of a non-linear model for the wave resistance problem// Proc/ of Fifth Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodyn.- Japan, Hiroshima, 1989.- Part 2.- P. 437-450.

98. Nakatake K., Toshima A., Yamazaki R. Wave resistance calculation for Wigley, Inui hull S-201 and series 60 hulls// Proc. of the Work-

shop on Ship Wave-Resistance Computations.- Ed. by K.J.Bai and J.H.McCarthy.- Korea, 1979.- P. 15-46.

99. Newman J.N. Applications of slender-body in ship hydrodynamics// Annual review of Fluid Mechanics.-Vol.2.- London, 1970.- P. 67-94.

100. Newman J.N. Third-order interactions in Kelvin ship-wave systems// J. Ship Research.- N.-Y., 1971.-Vol. 15.- No 1.- .P. 1-10.

101. Newman J.N. Linearized wave resistance theory// Proc. Int. Seminar on Wave Resistance.- Tokio, 1976.- P. 31-43.

102. Ni Shao-Yu Higher order panel method for potential flows with linear and non-linear free surface boundary conditions// Collected papers/ Division of Marine Hydrod.- Goteborg, 1987.- 13p.

103. Noblesse F. Linearized wave resistance theory by J.N.// Proc. Intern. Seminar of Wave Resistance. Disc.-Tokyo, 1976.- P. 393 - 398.

104. Noblesse F. A slender-ship theory of wave resistance// J. Ship Research.- N.-Y., 1983.-Vol.27.-No 1.- P. 13-33.

105. Ogilvie T.F. Nonlinear high-Froude-number free-surface problems// J. Engineering Mathematics.-Groningen, 1967.-Vol. 1.- P. 215 - 235.

106. Ogiwara S. Calculation of potential flow field around ship hull and its application// Ishikawajima-Harima. Eng. Rev.- 1983.-Vol. 23.- No. 4.-P. 321 - 327.

107. Peters A.S. A new treatment of the ship wave problem// Comm. Pure and Appl. Math.-New-York,1949.-Vol. 2.- P. 123-148.

108. Phillips O.M. On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude. Part 1. The elementary interactions// J. Fluid Mech.- London,1960.- Vol. 9.- Part 2.- P. 193-217.

109. Standing R.G. Phase and amplitude discrepancies in the surface wave due to a wedge-ended hull form// J. Fluid Mechanics.-London, 1974.- Vol. 62.- P. 625-642.

110. Tatinclaux J. Experimental investigation of the drag induced by bilge vortices// Schiffstechnik.-Hamburg, 1970.- Vol. 17.- P. 37-44.

111. Thomson W. (Kelvin) On the waves produced by a single impulse in water of any depth, or in a dispersive medium// Philosophical Magazine and J. Science. Ser.5- London,1887.-V.XXIII.- P. 252-255.

112. Thomson W. (Kelvin) Deep sea ship-waves// Philosophical Magazine. Ser.6- London,1906.- Vol. 11.- No 61.- P. 26-35.

113. Tuck E.O. Some methods for flows past blunt slender bodies// J. Fluid Mechanics.- London, 1964.-18.- Part 4.- P. 619-635.

114. Tuck E.O. Low aspect-ratio flat-ship theory// J. Hydronautics.- 1975.- 9.- P. 3-12.

115. Ursell F. Steady wave pattern on a nonuniform steady flow// J. Fluid Mech.-London, 1960.- Vol. 9.- P. 3-12.

116. Vossers G. Some applications of the slender body theory in ship hydrodynamics// By G.Vossers.- Wageningen: Veenman and Zonen.- 1962.- 60 p.

117. Wehausen J.V. An Approach of thin ship theory// Proc. Int. Seminar on Theoret. Wave Resistance.- Ann-Arbor,1963.-Vol.II.-P.821 - 852.

118. Weinblum G. Anwendungen der Michellsche widerstemds theorie// Jahrb. Schiffbautech. Ges. 31.- 1930.- S. 389 - 436.

119. Weinblum G. Über die berechnung des wellenbilden widerstandes von schiffen, insbesondere die Hognersche formal// Z. Angew. Math. Mech.- 1930.- Bd. 10.- S. 453-466.

120. Weinblum G. Schiffe geringstein widerstands// Proc. 3rd Congr. Appl. Mech.-Stockholm, 1930.- P. 449-458.

121. Weinblum G.P. Schiffsforn und Wellenwiderstand// Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft.-1932.-Bd.33.-S.419-451

122. Wigley W.C.S. Effects of viscosity on the wave-making of ships// Trans. Inst. Engr. Shipbuilders.- Scotland, 1938.- Vol. 81.-P. 187 - 212.

123. Wigley W.C.S. Calculated and measured wave resistance of series of forms defined algebraically the prismatic coefficient and angle of entrance being varied independently// Trans. of the Royal Inst. of Naval Arch.- London, 1942.-Vol.84.-p.52-74

124. Wigley W.C.S. Comparison of calculated and measured wave resistance for a series of forms not symmetrical fore and aft// Trans. Royal Inst. Nav. Architects.-London, 1944.-Vol. 86.-P. 41-60.

125. Wigley W.C.S. The effect of viscosity on wave resistance// Schiffstechnik.-1962.- Vol. 46.- No 46.- P. 69-72.

126. Wigley W.C.S. Effect of viscosity on wave resistance// Int. Seminar on Theor. Wave - Resistance. Vol. III.- Ann-Arbor, 1963.- P. 1295-1310.

127. Wilson M.B. A Havelock-Oseen theory for ship resistance// XIII Международный конгресс по теоретической и прикладной механике.. Сб. аннотаций.- Москва, август 1972.- С. 110-111.

128. Xia Fei Numerical calculations of ship flows, with special emphasis on the free surface potential flow// SSP A Report No 2912-1, 2912-2, 2912-3,2402-2.- Chalmer. Univ. of Technol.-Goteborg,1986.