

УДК 629.5.017.25

НАГРУЗКИ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ СУДОВЫХ КОНТУРОВ С УЧЕТОМ ИХ МГНОВЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ НА ВОЛНЕНИИ

А. Н. СЕРДЮЧЕНКО, Г. В. ФЕДОРЕНКО

Украинский государственный морской технический университет, Николаев

Получено 25.01.2000 ◊ Пересмотрено 25.02.2000

Обоснован приближенный метод расчета нелинейных гидродинамических нагрузок Хаскинда-Ньюмана при качке судна на волнах конечной амплитуды, учитывающий эффекты переменности смоченной части судовой поверхности и ангармоничности поля скоростей на ней. Определение нагрузок сводится в основном к расчету гидродинамических коэффициентов судовых контуров – присоединенных масс и коэффициентов демпфирования по мгновенную осадку до волновой ватерлинии. Для расчета гидродинамических коэффициентов в широком диапазоне форм и параметров судовых контуров использован метод многопараметрических конформных отображений и метод Урселла для определения гармонических потенциалов скоростей в параметрической плоскости. При расчете параметров конформного отображения, а также мощностей гидродинамических особенностей применялся метод наименьших квадратов. Приведены результаты сопоставительных расчетов гидродинамических коэффициентов для типичных судовых контуров, контуров при бортовых наклонениях до 40 град., контура со скуловыми килями и контуров судов типа СМПВ. Согласование результатов в общем удовлетворительное и хорошее.

Обґрунтовано наближений метод розрахунку нелінійних гідродинамічних навантажень Хаскінда-Ньюмана при хитавиці судна на хвилях скінченної амплітуди, що враховує ефекти змінності зануреної частини суднової поверхні та ангармонічності поля швидкості на поверхні. Розрахунок навантажень в основному зводиться до визначення гідродинамічних коефіцієнтів суднових контурів – прилучених мас та коефіцієнтів демпфування по миттєву осадку до хвильової ватерлінії. Для розрахунку гідродинамічних коефіцієнтів суднових контурів в широкому діапазоні їхніх форм та параметрів використано метод багатопараметричного конформного відображення та метод Урселла для визначення гармонічних потенціалів швидкостей в параметричній площині. При визначенні параметрів конформного відображення та потужностей гідродинамічних особливостей було використано метод найменших квадратів. Наведені результати співставних розрахунків гідродинамічних коефіцієнтів для типових суднових контурів, контурів при бортових нахилених до 40 град., контуру зі скуловими киллями і контурів суден типу СМПВ. Співпадання результатів загалом задовільне та добре.

Approximate practical method in the nonlinear calculations of Khaskinda-Newman hydrodynamic loads, acting on ship hull in finite amplitude progressive waves, has been proved. This approach is based on the calculations of the hydrodynamic coefficients of ship sections in their instant position on wave surface -added masses and damping coefficients. For the determination of instant hydrodynamic coefficients multiparameter conformal mapping of ship contour into unit circle in parametric plane, and wellknown Ursell techniques for the determination of velocity potentials in this plane have been used. Equations for the parameters of conformal mapping and for the amplitudes of hydrodynamic singularities have been derived by using minimization techniques. Results of the comparative calculations for hydrodynamic coefficients of typical ship sections, ship sections in heeled position up to 40 degr., section with bildge keels and bulbous SWATH ship sections are presented. The coincidence of these results is estimated generally as satisfactory and good.

ВВЕДЕНИЕ

Расчет гидродинамических нагрузок и связанных с ними гидродинамических коэффициентов – присоединенных масс и коэффициентов демпфирования судовых контуров – классическая для линейной гидродинамики судна краевая задача (см. [1–8] и др.). Теоретически обоснованная еще в работах М.Д. Хаскинда [5], в 60–80-е годы она получила значительное развитие, что позволило разработать ряд практических методов расчета нагрузок и гидродинамических коэффициентов для типичных судовых контуров, доведенных до серийных графиков (Тасаи, Салькаев), справочных таблиц (Портер, Ремез, Элис), ЭВМ-программ расчета, основанных на методах Франка, ГИУ, функций Грина и др. Развитие компьютерной техники способствовало широкому привлечению числен-

ных методов к решению соответствующих краевых задач излучения и дифракции волн, к которым фактически и сводится расчет гидродинамических нагрузок Хаскинда-Ньюмана [9–11].

Тем не менее, несмотря на очевидное продвижение в данном направлении и доведение результатов до широкого практического применения, интерес к этой проблеме поддерживается в периодической литературе, по крайней мере, по следующим причинам. Во-первых, нелинейное обобщение в расчетах гидродинамических нагрузок и качки судов на волнении стимулировало развитие приближенных нелинейных методов, доступных для широкого применения в практике расчетов на ПЭВМ с ограниченными ресурсами. В частности, приемлемым оказался феноменологический подход в расчетах нелинейных нагрузок Хаскинда-Ньюмана, основанный на использовании перемен-

ных гидродинамических коэффициентов, определенных по мгновенную осадку судовых контуров до волновой ватерлинии [12–15]. При этом, однако, в периодической литературе отсутствует достаточно убедительное логическое обоснование данного подхода и поэтому, учитывая его простоту и достаточную эффективность, целесообразно получить теоретическое доказательство правомочности расчета нелинейных гидродинамических нагрузок на суда с использованием мгновенных значений присоединенных масс и коэффициентов демпфирования. В то же время, при конечных амплитудах качки судна форма и геометрические характеристики мгновенной погруженной части судовых контуров изменяются в достаточно широком диапазоне, далеко выходящем за рамки существующих справочных рекомендаций [7, 16], что требует их обобщения. К такой же задаче может быть сведен и расчет поперечных гидродинамических нагрузок, действующих на тела, например, китов или дельфинов, пересекающих в процессе движения свободную поверхность воды. В этом случае также существенно меняется форма смоченной части поперечных сечений тела по длине из-за выхода и последующего входа его в воду.

Во-вторых, даже в рамках линейной гидродинамики судна интенсивное развитие в последние два десятилетия новых типов скоростных кораблей и судов малого и среднего водоизмещения с необычными формами корпусов судов (суда с малой площадью ватерлинии (СМПВ), суда с изломами шпангоутов и глубоким "V", катамараны "режущие волну" и др.) [17–19] привело к необходимости расчета гидродинамических характеристик судовых контуров для нетрадиционных их форм и соотношений параметров (отношения осадки к ширине, полноты, заглубления центра величины и др.).

В-третьих, почти все разработанные методы расчета обладают теми или иными недостатками, ограничивающими область их практического применения. Например, в широко известном методе Урселла [1] ряды для потенциала скоростей начинают плохо сходиться для достаточно сложных форм шпангоутов, а применение двухпараметрических аппроксимаций Льюиса [7] или трехпараметрических аппроксимаций Макагно [2, 8] не позволяет покрыть весь практически важный диапазон форм и характеристик судовых контуров. В то же время, с известным методом Франка [4] связана проблема резонансных частот колебаний жидкости для области внутри контура шпангоута; имеют место вычислительные трудности и в дру-

гих методах, сводящих решение задачи к сингулярным интегральным уравнениям (различные варианты методов ГИУ, функций Грина). Поэтому необходимость разработки достаточно эффективного в вычислительном отношении и применимого для широкого класса контуров шпангоутов метода расчета гидродинамических характеристик продолжает привлекать внимание исследователей в гидродинамике судов на волнении. Интересной, на наш взгляд, является серия работ, проведенная под руководством Р.Е.Д.Бишопа и опубликованная в начале 80-х годов (см., например, [20, 21] и др.). В этих работах показано, что классический метод Урселла в сочетании с многопараметрическими конформными отображениями судовых контуров как раз и удовлетворяет требованиям простоты, универсальности и эффективности при численной реализации.

Таким образом, теоретическое обоснование приближенного нелинейного расчета гидродинамических нагрузок Хаскинда-Ньюмана с использованием гидродинамических коэффициентов, определенных по мгновенную осадку судовых контуров, а также разработка эффективного алгоритма численного расчета этих характеристик для широкого класса контуров и будет являться предметом рассмотрения в данной статье.

1. ДОПУЩЕНИЯ И ОБЩИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК

Рассматривается движение судна с малой скоростью v_e и курсовым углом α_e по отношению к системе регулярных волн конечной амплитуды, длина которых соизмерима с длиной судна (при $\alpha_e = 0$ попутное волнение, а при $\alpha_e = 180^\circ$ – встречное). Корпус судна принимается удлиненным и непрымооборотным, а амплитуды всех шести видов качки – конечными с возможным оголением или полным погружением шпангоутных сечений корпуса в набегающие волны. Волновое движение и качка судна описываются в равномерно движущейся со скоростью v_e системе координат $Oxyz$, так что ось Oz направлена вертикально вверх, а плоскость Oxy совпадает с уровнем тихой воды. Предполагается также, что волновой профиль в плоскости шпангоутов изменяется плавно с характерными масштабами, по крайней мере на порядок большими поперечных размеров судна. Гидромеханические силы, действующие на судно со стороны жидкости, подразделяются на две категории – волновые силы Крылова-Фруда, определенные в

рамках гипотезы А.Н. Крылова о невлинии корпуса судна на набегающие волны, и гидродинамические силы Хаскинда-Ньюмана, связанные с возмущениями, вносимыми судном за счет качки и дифракции набегающих волн. Последние и будут подробно рассмотрены в данной статье.

Принимая допущение о безвихревом характере движения жидкости с потенциалом скоростей $\Phi (\vec{v} = \nabla\Phi)$, для полного давления в жидкости согласно интегралу Коши-Лагранжа будем иметь $p = -\rho(\Phi_t + (\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi)/2 + gz)$ [5]. Определив далее потенциал скоростей возмущенного судном волнового движения жидкости Φ_o в виде $\Phi = (\Phi - \Phi_w) + \Phi_w = \Phi_o + \Phi_w$ (где Φ_w – потенциал скоростей набегающих волн), получим для возмущенного судном гидродинамического давления p_o зависимость

$$p_o = \tilde{p}_o + \Delta p_o, \quad (1)$$

где

$$\tilde{p}_o = -\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} - (v_c - v_{wx}) \frac{\partial}{\partial x} \right] \Phi_o;$$

$$\Delta p_o \approx -\frac{1}{2} \rho \{ (\Phi_{os} + v_{ws})^2 + [v_{bn_s}^2 - (v_{wy}^2 + v_{wz}^2)] \};$$

$$v_{ws} = v_{wz} \cos(n_s, y) - v_{wy} \cos(n_s, z);$$

$$v_{bn_s} = v_{wz} \cos(n_s, z) + v_{wy} \cos(n_s, y);$$

$\vec{v}_w = (v_{wx}, v_{wy}, v_{wz})$ – вектор поля скоростей в набегающих волнах; $\vec{v}_b = (v_{bx}, v_{by}, v_{bz})$ – вектор скоростей точек судовой поверхности от качки; n_s – проекция нормали \vec{n} к судовой поверхности на плоскость шпангоута Oyz .

При получении зависимостей в (1) были отброшены малые второго порядка по кривизне ватерлиний (удлиненное судно) и сделан переход от декартовых проекций скоростей (v_{oy}, v_{oz}) к нормальной и касательной проекциям в плоскости шпангоутов $(v_{on_s} = \Phi_{on_s}, v_{os} = \Phi_{os})$ при условии, что нормальная проекция v_{on_s} известна из граничных условий краевой задачи для потенциала Φ_o (см. ниже).

Отметим, что в первой составляющей давления \tilde{p}_o в (1) неизвестный потенциал скоростей Φ_o входит в первой степени и, кроме того, учтен квадратичный член в интеграле Коши-Лагранжа, связанный с продольной скоростью в набегающих волнах v_{wx} и обычно не принимаемый во внимание в расчетах гидродинамических нагрузок на суда [7]. Во второй квадратичной составляющей гидродинамического давления Δp_o неизвестной является только касательная вдоль контура скорость возмущенного движения жидкости Φ_{os} . Поскольку в данной статье основное внимание будет уделено

первой составляющей \tilde{p}_o , то сделаем в отношении квадратичной составляющей Δp_o следующие замечания. Во-первых, в рамках линейной гидродинамики судна она вообще не принимается во внимание. Во-вторых, численные расчеты возмущенного поля скоростей при погружении в жидкость простейших контуров в виде клина, круга, прямоугольника и др. показали [22, 23], что касательная проекция возмущенной скорости Φ_{os} сопоставима со скоростью погружения только в районе брызговой струи и ограниченном районе скулы, где развиваются достаточно большие скорости перетекания жидкости; на остальной части контура при погружении и на всем контуре при его всплытии эта проекция скорости мала и может не приниматься во внимание. Поэтому основной вклад в гидродинамическое воздействие жидкости вносит первая составляющая \tilde{p}_o , а при оценке квадратичной составляющей можно использовать приближенные соотношения для касательной скорости Φ_{os} .

Используя для удлиненного судового корпуса известную гипотезу плоского обтекания и интегрируя гидродинамическое давление p_o по мгновенному смоченному контуру шпангоута, можно получить вектор интенсивности нагрузки Хаскинда-Ньюмана на контур $\vec{q}_o = (q_{o2}, q_{o3}, q_{o4})$, где $q_{o2}(x, t)$, $q_{o3}(x, t)$ – поперечно-горизонтальная и вертикальная проекции интенсивности нагрузки соответственно, а $q_{o4}(x, t)$ – интенсивность крутящего гидродинамического момента относительно оси Ox , причем

$$\begin{aligned} q_{oj} &= \tilde{q}_{oj} + \Delta q_{oj}, \\ \tilde{q}_{oj} &\approx \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} - (v_c - \langle v_{wx} \rangle_j) \frac{\partial}{\partial x} \right] \int_{S(t)} \Phi_o c_j ds, \\ \Delta q_{oj} &= -\frac{1}{2} \rho \int_{S(t)} v_{w\perp}^2 \kappa(\Phi_{os}) c_j ds, \quad j = 2, 3, 4. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \kappa(\Phi_{os}) &\approx [(\ddot{\Phi}_{os} + \dot{v}_{ws})^2 + \dot{v}_{bn_s}^2 - 1]; \\ v_{w\perp}^2 &= (v_{wy}^2 + v_{wz}^2) = (v_{ws}^2 + v_{wn_s}^2); \\ c_2 &= \cos(n_s, y), \quad c_3 = \cos(n_s, z), \\ c_4 &= y \cos(n_s, z) - z \cos(n_s, y) \end{aligned}$$

и верхний символ ” $\ddot{}$ ” указывает на нормировку всех величин на квадрат скорости $v_{w\perp}^2 > 0$. В выражениях (2) $\langle v_{wx} \rangle_j$ – средние на мгновенном смоченном контуре шпангоута значения продольной проекции скоростей в волнах, равные

$$\langle v_{wx} \rangle_j = \frac{\int_{S(t)} v_{wx} \Phi_{ox} c_j ds}{\int_{S(t)} \Phi_{ox} c_j ds}, \quad j = 2, 3, 4.$$

Оценку средних скоростей $\langle v_{wx} \rangle_j$ можно получить, приняв для продольной проекции возмущенной судном скорости приближенно $\Phi_{ox} \sim \partial Y / \partial x$, где $y = Y(x, z, t)$ – уравнение судовой поверхности в некачающейся системе координат.

Отметим еще раз, что с точки зрения расчетов качки и силовой реакции корпуса судна на волнении основной интерес представляет первая составляющая в (2), тогда как вторая может иметь значение только для сравнительно короткого участка носовой оконечности судна, где имеют место достаточно большие относительные скорости погружения корпуса в волну и развиваются сильные возмущения жидкости в плоскости шпангоутов. Поэтому интенсивности гидродинамических нагрузок определяются в основном через интегралы от потенциала скоростей Φ_o по мгновенному смоченному контуру шпангоута $S(t)$, входящие в выражение для первой составляющей \tilde{q}_{oj} , и это существенно упрощает дальнейшее решение задачи. В предельном случае гармонических колебаний контура с малой амплитудой эти интегралы выражаются через известные гидродинамические характеристики – присоединенные массы и коэффициенты волнового демпфирования судовых контуров, как это было предложено М.Д. Хаскиндом [5]. Попробуем и в случае нелинейных колебаний судовых контуров получить аналогичное по структуре представление для интегралов от потенциала скоростей возмущенного судном волнового движения жидкости Φ_o .

2. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ

В общем случае колебаний корпуса судна на волнах конечной амплитуды расчет гидродинамических нагрузок Хаскинда-Ньюмана существенно усложняется из-за необходимости учета нелинейных эффектов при формулировке соответствующей краевой задачи для потенциала скоростей возмущенного волнового движения. Основными нелинейными эффектами при этом являются нелинейность граничных условий на свободной волновой границе, переменность смоченной части границы на судовом контуре и ангармоничность (наличие кратных гармоник) поля скоростей в граничном условии непротекания на контуре. Рассматривая в рамках данной работы приближенный подход к расчету нелинейных гидродинамических нагрузок на суда, *a priori* линеаризуем далее граничные условия на волновой границе, снеся их при этом на невозмущенную поверхность на-

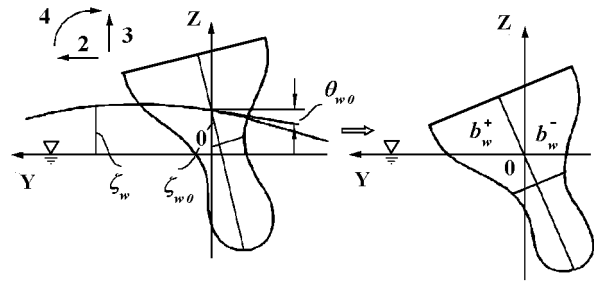


Рис. 1. Положение судового контура на волновой поверхности

бегающих волн. Кроме того, в силу удлиненности судового корпуса и соизмеримости длины набегающих волн с длиной судна дифракционная задача приближенно включается в более простую задачу излучения волн от качки в плоскости шпангоутов с рассмотрением относительного поля скоростей $(\vec{v}_b - \vec{v}_w)$ на судовом контуре. Тогда исходная формулировка краевой задачи для потенциала скоростей возмущенного движения жидкости в плоскости шпангоутов Φ_o может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \Phi_{oyy} + \Phi_{ozz} &= 0, & z < \zeta_w(y, t); \\ \Phi_{ott} + g\Phi_{oz} &= 0, & z = \zeta_w(y, t); \\ \Phi_{on_s} &= (v_{bn_s} - v_{wn_s}), & y = Y(z, t); \\ \nabla\Phi_o &\rightarrow 0, & z \rightarrow -\infty; \\ \Phi_o &\sim A^\pm \exp i_1(\sigma_\epsilon t \mp ky), & y \rightarrow \pm\infty, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma_\epsilon = \sigma - v_c \sigma^2 / g \cos \alpha_\epsilon$ – кажущаяся частота набегающих волн и качки судна; $k = \sigma_\epsilon^2 / g$; $z = \zeta_w$ – невозмущенная судном поверхность набегающих волн; $i_1 = \sqrt{-1}$ – мнимая единица в экспоненциально-временном множителе и для краткости здесь и ниже использовано индексное обозначение для производных.

Краевая задача (3) имеет две переменные границы $z = \zeta_w(y, t)$ и $y = Y(z, t)$ (зависимость от координаты x считается параметрической), и поэтому для фиксации переменной волновой части границы применим далее преобразование сдвига по вертикальной координате $\tilde{z} = z - \zeta_w(y, t)$, которое в окрестности контура приближенно определяет сдвиг и поворот смоченного контура на величины $\zeta_{w0} = \zeta_w(y = 0)$ и $\theta_{w0} = \partial \zeta_w / \partial y (y = 0)$ соответственно (угол θ_{w0} далее будет полагаться малым), см. рис. 1. Это преобразование, однако, будет порождать дополнительные нелинейные соотношения при взятии производных по времени t и координате y , которые, в силу принятых ранее допущений, также следует отбросить. Тогда линейные граничные условия с переменной волновой границы $z = \zeta_w$ в (2) трансформируются в линей-

ные граничные условия на фиксированной границе $\tilde{z} = 0$.

Далее, для фиксации переменной границы на мгновенном смоченном судовом контуре применяется конформное отображение внешности дублированного относительно плоскости $\tilde{z} = 0$ контура на внешность круг единичного радиуса в параметрической плоскости [7] (см. рис. 2)

$$\zeta = Z(\tau), \quad \zeta = y - i\tilde{z}, \quad \tau = -ir \exp(-i\vartheta), \quad (4)$$

$$\vartheta \in [-\pi/2, \pi/2], \quad r = 1; \quad i = \sqrt{-1}.$$

Тогда трансформированные таким образом границы и соответствующие им граничные условия краевой задачи (3) для потенциала скоростей Φ_o примут вид

$$\Phi_{ott} - ig\tau_\zeta \Phi_{o\tau} = 0, \quad r > 1, \vartheta = \pm\pi/2;$$

$$\frac{\partial \Phi_o}{\partial n_s} = \sum_j v_j c_j(t), \quad r = 1, \vartheta \in [-\pi/2; \pi/2]. \quad (5)$$

Здесь $v_j, j = 2, 3, 4$ – относительные линейные скорости вдоль осей Oy, Oz и угловая скорость относительно оси Ox соответственно, определяемые на единичном круге через скорости качки судна \vec{v}_b и поле скоростей в набегающих волнах \vec{v}_w .

В нелинейном приближении эти скорости являются полигармоническими функциями времени и поэтому представим их далее рядами Фурье вида

$$v_j = \sum_{n=-N}^N v_{jn} \cdot \exp i_1 n \sigma_\epsilon t, \quad j = 2, 3, 4, \quad (6)$$

где полагается, что амплитуды кратных гармоник убывают достаточно быстро с увеличением порядка n .

Поскольку теперь границы области фиксированы, а граничные условия линейны относительно потенциала скоростей Φ_o , то, используя метод вариации произвольных постоянных интегрирования, для потенциала Φ_o и производной Φ_{ot} также примем разложение вида (6)

$$\Phi_o = \sum_n \phi_{on} \cdot \exp in \sigma_\epsilon t,$$

$$\Phi_{ot} = in \sigma_\epsilon \sum_n \phi_{on} \cdot \exp in \sigma_\epsilon t,$$

где амплитуды Фурье-гармоник ϕ_{on} являются функциями времени в силу зависимости $c_j(t)$ в граничном условии в (5).

Кроме того, введем в рассмотрение единичные гармонические потенциалы φ_{jn} [6,21], удовлетворяющие линейной краевой задаче о гармонических колебаниях с малой амплитудой и частотой $(n\sigma_\epsilon)$

на свободной поверхности жидкости судового контура с фиксированными значениями направляющих косинусов $c_j = const$, соответствующими данному мгновенному положению физического контура в краевой задаче для ϕ_{on} :

$$\nabla^2 \varphi_{jn} = 0, \quad -\pi/2 < \vartheta < \pi/2;$$

$$\tau_\zeta \varphi_{jn\tau} - i\nu \varphi_{jn} = 0, \quad r > 1, \vartheta = \pm\pi/2;$$

$$\frac{\partial \varphi_{jn}}{\partial n_s} = c_j, \quad r = 1, \vartheta \in [-\pi/2; \pi/2]; \quad (7)$$

$$\nabla \varphi_{jn} \rightarrow 0, \quad r \rightarrow \infty, \vartheta = 0;$$

$$\varphi_{jn} \sim a_{jn}^\pm \exp(\mp i\nu y), \quad r \rightarrow \infty, \vartheta = \pm\pi/2,$$

где a_{jn}^\pm – амплитуды уходящих на бесконечность гармонических волн; $\nu = (n\sigma_\epsilon)^2/g$ – частотный параметр.

Тогда можно показать, что для потенциалов ϕ_{on} и φ_{jn} в первом приближении имеет место известное правило перестановки [5]

$$\int_{(S)} \phi_{on} \frac{\partial \varphi_{jn}}{\partial n_s} ds \approx \int_{(S)} \varphi_{jn} \frac{\partial \phi_{on}}{\partial n_s} ds,$$

что позволяет представить далее интегралы от ϕ_o в виде (в новых переменных)

$$-\rho \int_{(S)} \phi_{on} c_j ds = \sum_r \langle v_{rn} \rangle_j (\mu_{jr} - i_1 \lambda_{jr})_n,$$

$$\langle v_{rn} \rangle_j = \frac{\int_{(S)} v_{rn} \varphi_{jn} c_r ds}{\int_{(S)} \varphi_{jn} c_r ds}, \quad (8)$$

$$(\mu_{jr} - i_1 \lambda_{jr})_n = -\rho \int_{(S)} \varphi_{rn} \frac{\partial \varphi_{jn}}{\partial n_s} ds,$$

$$j, r = 2, 3, 4; n \in [-N; N].$$

Здесь μ_{jrn} и λ_{jrn} – присоединенная масса и коэффициент демпфирования для j, r комбинаций видов качки [5], определенные при малых гармонических колебаниях контура с круговой частотой $(n\sigma_\epsilon)$ и формой погруженной части, соответствующей положению контура по мгновенную осадку $d(t)$ до волновой ватерлинии; $\langle v_{rn} \rangle_j$ – осредненные на мгновенном смоченном контуре амплитуды кратных гармоник в поле относительных скоростей. Фактически операция осреднения касается только поля скоростей в набегающих волнах, которые затухают с глубиной по экспоненциальному закону, и для приближенной оценки средних скоростей можно использовать гармонические потенциалы φ_{jn} для эллиптических контуров в безграничной жидкости [16].

Зависимости (8) соответствуют представлению решения в частотной области и поэтому для перехода из этой области во временную необходимо выполнить суммирование рядов Фурье по индексу n , подходящим образом учтя зависимость гидродинамических коэффициентов μ_{jrn} , λ_{jrn} в (8) от частоты колебаний ($n\sigma_\epsilon$).

Поскольку полагалось, что амплитуды кратных гармоник в скоростях v_{jn} на этих частотах убывают достаточно быстро, то данную зависимость можно приближенно учесть с помощью поправочных множителей вида

$$\nu_{\mu_{jr}} = \frac{\sum_n \mu_{jrn} / \mu_{jr1} \cdot \langle v_{rn} \rangle_j \exp in\sigma_\epsilon t}{\sum_n \langle v_{rn} \rangle_j \exp in\sigma_\epsilon t}, \quad (9)$$

и аналогично множители $\nu_{\lambda_{jr}}$ для коэффициентов демпфирования λ_{jrn} .

Численные расчеты, выполненные для оценки поправочных множителей, согласно (9), показали, что для типичной зависимости гидродинамических коэффициентов от частоты качки и достаточно слабой ангармоничности скоростей на контуре эти множители можно аппроксимировать зависимостью $\nu_{\mu,\lambda} \sim 1 - \nu_1 \cos \sigma_\epsilon t + \nu_3 \cos 3\sigma_\epsilon t$ (для скорости $v_r \sim \cos \sigma_\epsilon t$), где $\nu_1 \approx 0.10 - 0.15$, $\nu_3 \approx 0.03 - 0.05$ для присоединенных масс и $\nu_1 \approx 0.05 - 0.07$, $\nu_3 \approx 0.0$ для коэффициентов демпфирования. Как видно, порядок поправочных множителей (9), учитывающих влияние кратных частот на гидродинамические коэффициенты, фактически соответствует порядку точности приближенного подхода в целом.

Таким образом, окончательно, после суммирования рядов Фурье по индексу n , зависимость для первой составляющей интенсивности гидродинамической нагрузки в (2) будет иметь вид

$$\tilde{q}_{oj}(x, t) = -\left[\frac{\partial}{\partial t} - (v_c - \langle v_{wx} \rangle_j)\frac{\partial}{\partial x}\right] \times \sum_r (\tilde{\mu}_{jr} \langle v_r \rangle_j + \tilde{\lambda}_{jr} \langle u_r \rangle_j), \quad j, r = 2, 3, 4, \quad (10)$$

где гидродинамические коэффициенты для физического контура $\tilde{\mu}_{jr}$ и $\tilde{\lambda}_{jr}$ пересчитываются через гидродинамические коэффициенты трансформированного контура в параметрической плоскости по формулам (с точностью до $O(\theta_{w0}^2)$)

$$\begin{aligned} \tilde{\mu}_{22} &= \nu_\mu \mu_{22} - 2\theta_{w0} \mu_{23}, \\ \tilde{\mu}_{33} &= \nu_\mu \mu_{33} + 2\theta_{w0} \mu_{32}, \\ \tilde{\mu}_{23} &= \nu_\mu \mu_{23} + \theta_{w0} (\mu_{22} - \mu_{33}); \\ \tilde{\mu}_{24} &= \nu_\mu \mu_{24} - \theta_{w0} \mu_{34} + \mu_{23} \zeta_{w0} (1 - \theta_{w0}), \\ \tilde{\mu}_{34} &= \nu_\mu \mu_{34} + \theta_{w0} \mu_{24} - \mu_{23} \zeta_{w0} (1 + \theta_{w0}); \\ \tilde{\mu}_{44} &= \nu_\mu \mu_{44} - 2\zeta_{w0} \mu_{24} - \zeta_{w0}^2 \mu_{22} \end{aligned} \quad (11)$$

и аналогично для коэффициентов демпфирования. Здесь также $\langle u_r \rangle_j = \int_0^t \langle v_r \rangle_j(t) dt$ – относительное перемещение для r -го вида качки контура. Если в (11) пренебречь дополнительным наклоном контура относительно волнового профиля на угол θ_{w0} , то формулы для пересчета гидродинамических коэффициентов существенно упрощаются.

Зависимость (10) по структуре полностью соответствует формуле линейного приближения для нагрузки Хаскинда-Ньюмана [5–7], однако входящие в нее гидродинамические коэффициенты и характеристики колебаний контура являются обобщенными величинами согласно полученным выше соотношениям.

3. МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ КОНФОРМНОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ КОНТУРА ШПАНГОУТА

Для фиксации во времени мгновенной смоченной части судового контура выше была применена процедура конформного отображения дублированной относительно волновой ватерлинии контура на окружность единичного радиуса. Удобными в вычислительном отношении оказались многопараметрические конформные отображения, и поэтому, следуя работам [20, 21], запишем далее выражение (4) в виде

$$\begin{aligned} Z(\tau) &= a \sum_{n=-1}^{2N+1} a_n \tau^{-n}, \\ \vartheta &\in [-\pi/2, \pi/2], \quad r = 1, \end{aligned} \quad (12)$$

где a – размерный параметр и a_n – безразмерные действительные коэффициенты отображения, $a_{-1} \equiv 1$ (см. рис. 2); r, ϑ – координаты в параметрической плоскости τ ; $N \gg 1$.

Отметим также, что при переходе в параметрическую плоскость существенно улучшается скорость сходимости рядов в методе Урселла, который будет использован ниже для определения единичных гармонических потенциалов $\varphi_j \equiv \varphi_{j1}$.

Для определения параметров разложения a, a_n был использован метод наименьших квадратов с определением суммарной невязки отображения (12) в заданном числе точек коллокаций на контуре P ($P > 2N + 3$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial R^2}{\partial a} &= 0, \quad \frac{\partial R^2}{\partial a_n} = 0, \quad \frac{\partial R^2}{\partial \vartheta_p} = 0; \\ R^2 &= \sum_p [(y(\vartheta_p) - \tilde{y}_p)^2 + (z(\vartheta_p) - \tilde{z}_p)^2]; \\ n &= 0, 1, 2, \dots, 2N + 1; \\ p &= 0, 1, 2, \dots, P, \end{aligned} \quad (13)$$

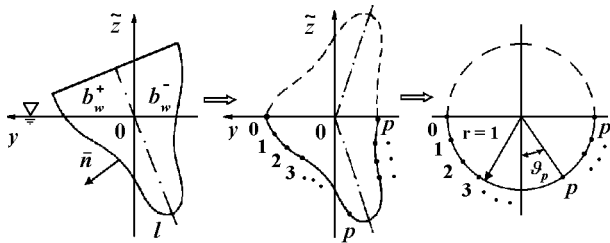


Рис. 2. Конформное отображение контура шпангоута

где $(\tilde{y}_p, \tilde{z}_p)$ – координаты точек коллокаций на физическом контуре; $(1, \vartheta_p)$ – соответствующие координаты точек коллокаций на единичном круге (рис. 2).

Подчеркнем, что в соотношения (13) включены также условия для определения положения точек коллокаций на единичном круге (углы ϑ_p), которые являются неизвестными в данном методе конформного отображения.

Условия (13) порождают системы уравнений для определения искомых величин a , a_n и ϑ_p . Структура этих уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} & \text{линейное уравнение для } a \\ & A_0(a_n, \vartheta_p) + A_1(a_n, \vartheta_p)a = 0; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \text{система линейных уравнений для } a_n \\ & \sum_m A_{nm}(a, \vartheta_p)a_m = b_m(a, \vartheta_p), \\ & n, m = 0, 1, 2, \dots, 2N + 1; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \text{нелинейные уравнения для } \vartheta_p \\ & F_p(\vartheta_p; a, a_n) = f_p(a, a_n), \\ & p = 1, 2, \dots, P - 1, \end{aligned} \quad (16)$$

где зависимости для величин A_0, A_1, A_{nm}, b_m и F_p, f_p достаточно громоздки и поэтому для краткости письма опущены в данной статье.

Уравнения (14) и (15) являются линейными относительно параметров a и a_n и их решение не вызывает трудностей. Основные проблемы связаны с отысканием корней нелинейных уравнений (16), в особенности для контуров сложной формы - бульбообразных, при больших углах наклона, контуров скоростных судов новых типов и др., для которых функции F_p являются быстроосциллирующими и это существенно затрудняет выбор корня ϑ_p , минимизирующего невязку в (13). Как обычно принято [14, 20, 21], для определения неизвестных величин a , a_n и ϑ_p был использован итерационный метод. При этом в качестве начальных приближений принимались значения либо для

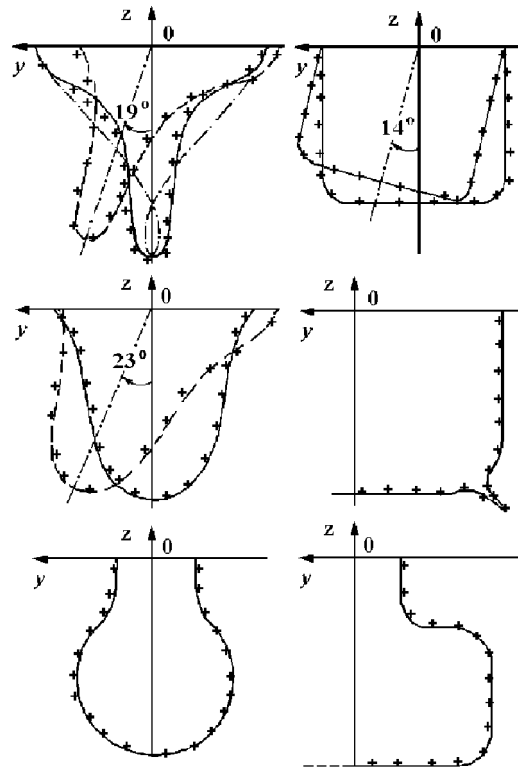


Рис. 3. Примеры конформного отображения для ряда контуров шпангоутов; + + + - отображенный контур; -.-.- - двухпараметрическая аппроксимация для кормового шпангоута

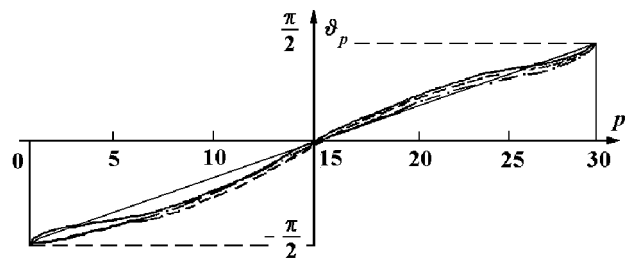


Рис. 4. Положение точек коллокаций на единичном круге при различных углах наклона носового шпангоута; — - 0° ; - - - - 9° ; - · - · - 23°

двух- и трех-параметрических отображений (контур Льюиса и Макагно), либо результаты предыдущих расчетов для геометрически близких контуров. Скорость сходимости зависела от сложности формы контура. Для сравнительно простых контуров достаточно двух-трех приближений, тогда как для контуров сложной формы требовалось до пяти-шести итераций для получения приемлемых результатов отображения.

На рис. 3 приведены примеры конформного отображения ряда типичных судовых контуров (кор-

мовых, на миделе и носовых в положении равновесия и наклоненных, контура со скуловыми килями, бульбообразного и для судов типа СМПВ). При отображении использовалось в среднем 8-12 параметров (только для контура с килями - 20) и, как видно, отображенные контура в основном неплохо совпадают с исходными, за исключением небольших локальных отклонений при больших углах наклона, а также для прямоугольного контура шпангоута судна типа СМПВ. Связано это с не вполне корректным определением углов ϑ_p на единичном круге для указанных контуров. Систематический контроль за положением точек коллокаций на единичном круге показал, что углы ϑ_p распределяются на круге более равномерно, чем угловые координаты точек коллокаций на исходном контуре, и почти во всех расчетах ϑ_p отличались от равномерного распределения углов на единичном круге не более, чем на 0.25 - 0.30 рад. (см. рис. 4).

4. РАСЧЕТ ГАРМОНИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ В ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ПЛОСКОСТИ МЕТОДОМ УРСЕЛЛА

Как следует из полученных выше зависимостей, для расчета гидродинамических коэффициентов достаточно определить гармонические потенциалы φ_j , удовлетворяющие существенно более простой краевой задаче (7). Для этого далее удобно ввести в рассмотрение комплексные гармонические потенциалы $\chi_j = \varphi_j + i\psi_j$, где, как обычно, мнимую часть составляют функции тока ψ_j для соответствующих видов качки контура. Тогда, учитывая известное соотношение [5] $\partial\varphi_j/\partial n_s = -\partial\psi_j/\partial s$, можно записать граничные условия на судовом контуре в (7) относительно функций тока, которые затем можно проинтегрировать вдоль контура, получив в результате

$$\begin{aligned} \Gamma(\psi_j) &\equiv \psi_j(\vartheta) - \psi_j(-\pi/2) = \Delta c_j, \\ & r = 1, \vartheta \in [-\pi/2; \pi/2]; \\ \Delta c_2 &= \tilde{z}(\vartheta), \Delta c_3 = -(y(\vartheta) + b_w^-), \\ \Delta c_4 &= -\frac{1}{2}(y^2(\vartheta) + \tilde{z}^2(\vartheta) - b_w^{-2}), \end{aligned} \quad (17)$$

где b_w^- - полуширина контура по левому борту на уровне мгновенной волновой ватерлинии (при $\vartheta = -\pi/2$).

Для определения комплексных гармонических потенциалов в параметрической плоскости используем известный метод Урселла, который является достаточно простым и лишен недостатков типа нерегулярных резонансных частот, присущих

другим методам. Согласно этому методу [1, 20, 21] гармонические потенциалы скоростей χ_j определяются суперпозицией потенциалов скоростей гидродинамических особенностей - источника, диполя и мультиполей, расположенных в начале координат:

$$\chi_j = \sum_{m=0}^M B_{jm} \hat{\chi}_{mj}; \quad (18)$$

$$B_{jm} = B_{jm}^R + i_1 B_{jm}^J, \hat{\chi}_{mj} = \hat{\chi}_{mj}^R + i_1 \hat{\chi}_{mj}^J,$$

где $\hat{\chi}_{03}$ - потенциал скоростей источника; $\hat{\chi}_{0j}$, $j = 2, 4$ - потенциал скоростей диполя и $\hat{\chi}_{mj}$, $m \geq 1$ - потенциалы скоростей мультиполей; B_{jm} - неизвестные комплексные коэффициенты - мощности гидродинамических особенностей, подлежащие определению; M - общее число гидродинамических особенностей.

Зависимости для потенциалов скоростей гидродинамических особенностей хорошо известны в литературе по линейной гидродинамике идеальной жидкости [20, 21] и в данной работе использовались в виде

$$\begin{aligned} \hat{\chi}_{03}^R + i_1 \hat{\chi}_{03}^J &= I(\nu) - i_1 \pi \exp \hat{\zeta}, \\ \hat{\chi}_{0j}^R + i_1 \hat{\chi}_{0j}^J &= -i \frac{\hat{\zeta}}{|\hat{\zeta}|^2} - i\nu I(\nu) - i_1 i \pi \nu \exp \hat{\zeta}, \\ & j = 2, 4; \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \hat{\chi}_{mj}^R + i_1 0 &= \tau^{-(2m+s)} + i a \nu \sum_{n=-1}^{2N+1} \hat{a}_{nms} \times \\ & \times \tau^{-(n+2m+s)}, \quad m \geq 1, j = 2, 3, 4, \end{aligned}$$

где приняты обозначения

$$\hat{a}_{nms} = \frac{n a_n}{n + 2m + s},$$

$$s = 0 \text{ при } j = 3; \quad s = 1 \text{ при } j = 2, 4;$$

$$I(\nu) = \oint_0^\infty \frac{e^{\hat{\zeta}}}{k - \nu} dk = e^{\hat{\zeta}} (E(\hat{\zeta}) + i\pi), \quad \hat{\zeta} = -i\nu\zeta,$$

и $E(\hat{\zeta})$ - экспоненциальная интегральная функция, равная

$$E(\hat{\zeta}) = \int_{\hat{\zeta}}^\infty t^{-1} e^{-t} dt, \quad |\arg \hat{\zeta}| < \pi.$$

Используя для определения коэффициентов B_{jm} граничные условия на единичном круге вида (17) в сочетании с методом наименьших квадратов, получаем окончательно следующую линейную систему алгебраических уравнений:

$$\sum_{m=0}^M B_{jm} \Gamma_{mkj} = C_{kj}; \quad k = 0, 1, 2, \dots, M; \quad (20)$$

$$\Gamma_{mkj} = \langle \Gamma(\psi_{mj}) \Gamma(\psi_{kj}) \rangle,$$

$$C_{kj} = \langle \Delta c_j \Gamma(\psi_{kj}) \rangle; \quad \langle \cdot \cdot \cdot \rangle = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (\cdot \cdot \cdot) d\vartheta.$$

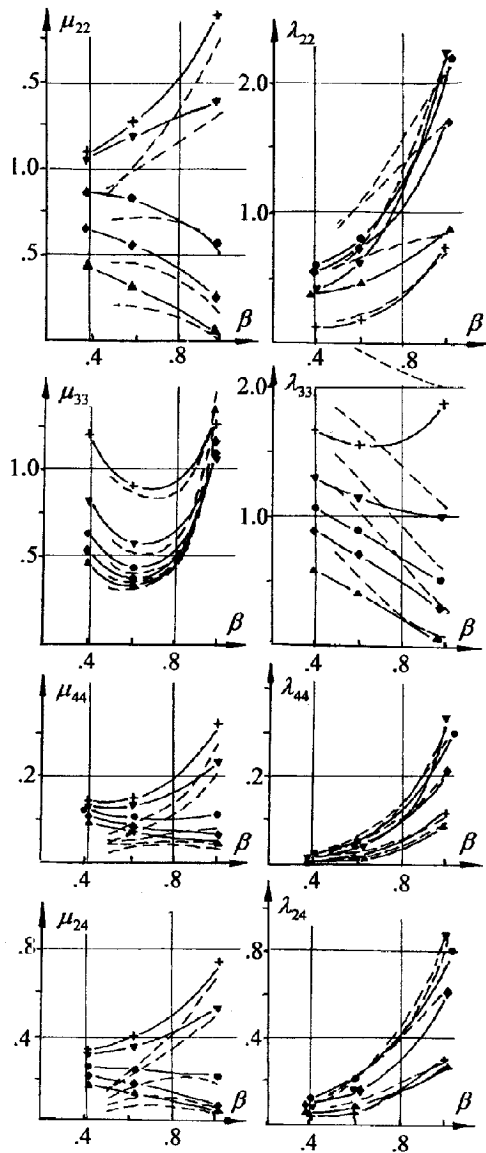


Рис. 5. Присоединенные массы и коэффициенты демпфирования для типичных судовых контуров; --- расчеты для контуров Льюиса [7]; +—+— $vd = 0.25$, ▽—▽— 0.50 , о—о— 0.75 , ◇—◇— 1.0 , △—△— 1.75

Соответственно, расчетные зависимости для гидродинамических коэффициентов μ_{jk} , λ_{jk} перепишутся окончательно в виде

$$\mu_{jk} - i_1 \lambda_{jk} = -\rho \sum_{m=0}^M B_{jm} \Phi_{mkj};$$

$$\Phi_{mkj} = \langle \Delta c'_k \phi_{mj} \rangle;$$

$$\Delta c'_k = -\frac{\partial \Delta c_k}{\partial \vartheta}.$$
(21)

Отметим, что интегралы на единичном полуокружье в зависимостях (20) и (21), обозначен-

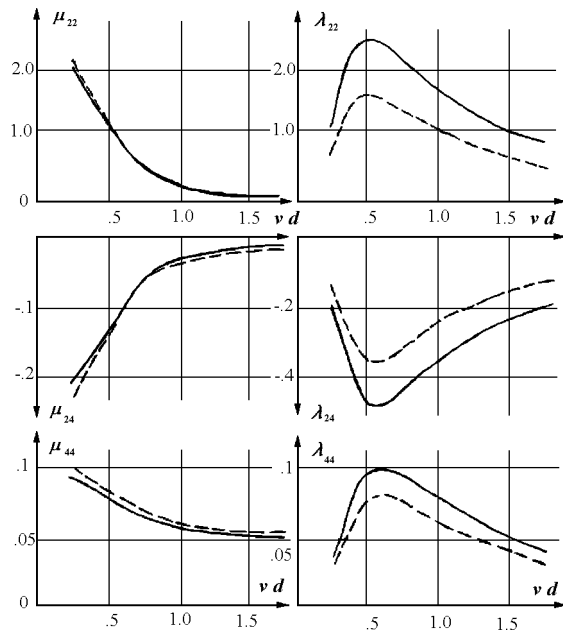


Рис. 6. Присоединенные массы и коэффициенты демпфирования для контура шпангоута со скуловыми килем; - - - - расчеты по [20]

ные угловыми скобками, вычислялись различными способами: 1) аналитически для интегралов типа Γ_{mkj} , $m, k \geq 1$; 2) численно по правилу трапеций, если подынтегральное выражение не содержало быстро осциллирующей функции, и 3) линейной интерполяцией медленно меняющейся части подынтегрального выражения между соседними точками коллокаций и последующим аналитическим определением интеграла от быстро осциллирующей функции на интервале $\delta \vartheta_p = \vartheta_{p+1} - \vartheta_p$. Кроме того, при численном расчете интегральной экспоненциальной функции использовались рекомендации работы [24].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Приведем теперь некоторые результаты численных расчетов нагрузок и гидродинамических характеристик судовых контуров, полученные с помощью ПЭВМ-программы, реализующей описанный выше алгоритм расчета. В расчетах присоединенные массы μ_{jk} и коэффициенты демпфирования λ_{jk} нормировались на величины (в зависимости от индексов): "22" - $0.5\pi\rho d^2$, "23" - $0.5\pi\rho b d$, "33" - $0.5\pi\rho b^2$, "24" - $0.5\pi\rho d^3$ и "44" - $0.5\pi\rho d^4$, где b, d - полуширина и осадка контура по ватерлинию равновесия на тихой воде. Если, однако, в независимых расчетах, с которыми проводилось срав-

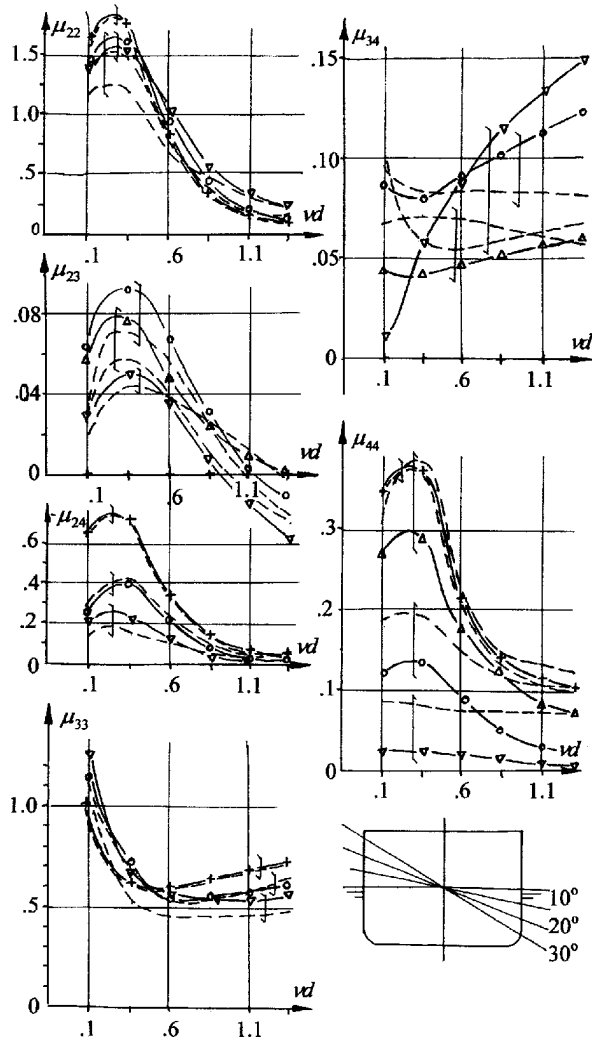


Рис. 7. Присоединенные массы для мидель-шпангоута при различных углах наклона; +—+ - 0°, Δ — Δ - 10°, o—o - 20°, ∇ — ∇ - 30°; --- - расчеты Я.М. Элиса из [16]

нение результатов, использовалась другая нормировка, то производился перерасчет гидродинамических характеристик на эту нормировку.

Во-первых, на рис. 5 приведены данные расчетов для типичных судовых контуров при $b/d = 1$ и варьировании полноты шпангоутов β и параметра vd ; расчеты на основе двухпараметрической аппроксимации Льюиса заимствованы из книги [7]. Как видно, для коэффициентов $\mu_{33}, \lambda_{24}, \lambda_{44}$ согласование результатов достаточно хорошее во всем практически важном диапазоне параметра β . Для остальных коэффициентов расхождение результатов увеличивается с уменьшением коэффициента полноты, когда двухпараметрическая аппроксима-

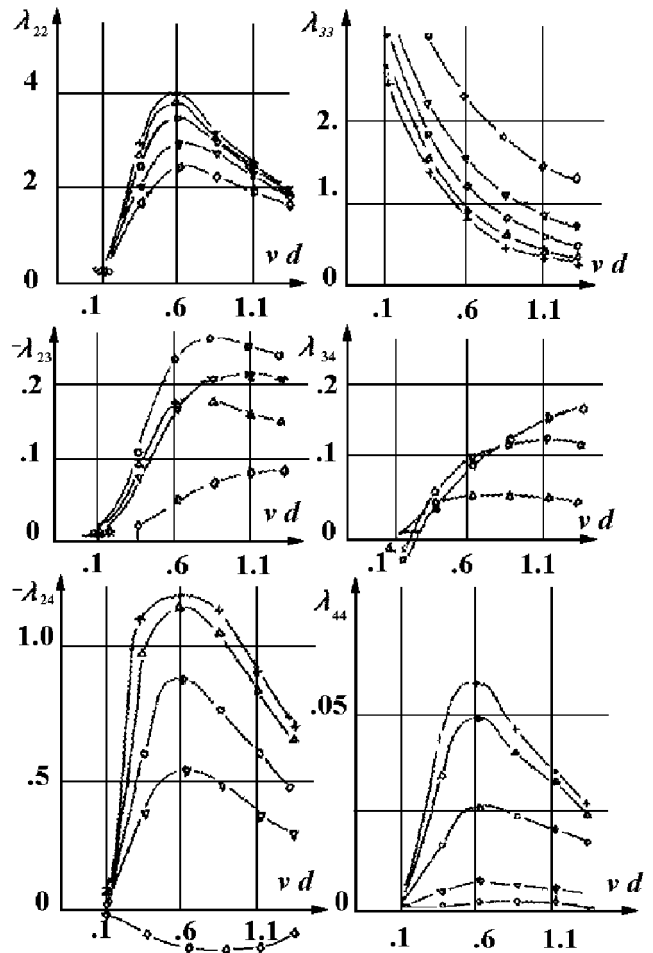


Рис. 8. Коэффициенты демпфирования для мидель-шпангоута при различных углах наклона; +—+ - 0°, Δ — Δ - 10°, o—o - 20°, ∇ — ∇ - 30°, \diamond — \diamond - 40°

ция ухудшается (при $\beta < 0.5$ эта аппроксимация дает петлю в районе килевой линии контура).

Во-вторых, на рис. 6 приведены сопоставительные данные для мидель-шпангоута со скуловыми килями (см. рис. 3). Для присоединенных масс совпадение результатов почти полное, тогда как для коэффициентов демпфирования имеет место некоторое занижение полученных данных по сравнению с результатами расчетов первоисточника [20].

Далее, на рис. 7 приведено сравнение присоединенных масс при бортовых наклонах контура. Видно, что для ненаклоненного положения совпадение данных почти полное, однако с увеличением угла наклона начинают проявляться некоторые расхождения, оставаясь тем не менее вполне при-

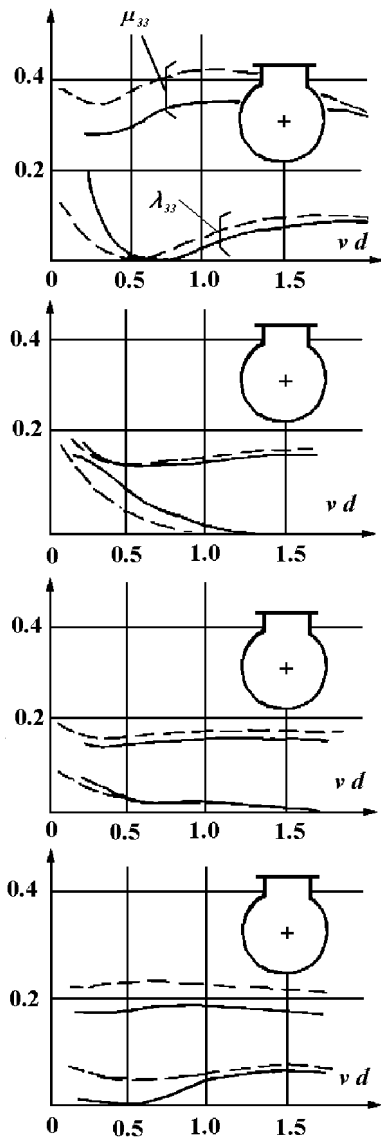


Рис. 9. Присоединенные массы и коэффициенты демпфирования для контуров шпангоутов типа СМПВ; - - - - расчеты из [19]

емлемыми почти для всех характеристик, кроме величин μ_{34} и μ_{44} . Хотя и для этих величин общая тенденция их изменения с увеличением параметра νd сохраняется. Влияние угла наклона шпангоута на коэффициенты демпфирования можно проследить на рис. 8. Как видно, это влияние достаточно значительное почти для всех коэффициентов.

На рис. 9 приведено сравнение результатов расчета для гидродинамических характеристик ряда контуров судов типа СМПВ при вертикальных колебаниях. Здесь согласование результатов также вполне приемлемое, в особенности при увеличении

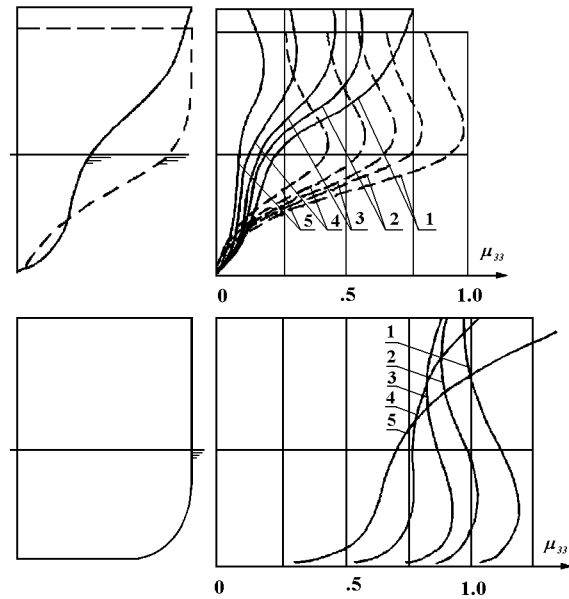


Рис. 10. Изменение присоединенной массы μ_{33} по осадке для типичных судовых контуров при 1) $\nu d = 0.2$, 2) 0.3 , 3) 0.4 , 4) 0.6 , 5) 1.0

заглубления подводного корпуса под свободную поверхность. Из этих данных видно также, что для судов данного типа частотная зависимость присоединенных масс незначительна, а коэффициенты волнового демпфирования убывают весьма быстро и в широком диапазоне частот практически равны нулю.

Далее, на рис. 10 показана зависимость присоединенных масс по осадке при вертикальной качке, а на рис. 11 – от угла наклона при бортовой качке. Как видно, эта зависимость, которую можно назвать гидродинамической непрямобортностью корпуса по аналогии с геометрической непрямобортностью, может быть существенна и поэтому должна приниматься во внимание в расчетах нелинейных нагрузок. Хотя с увеличением частотного параметра влияние, например, угла наклона шпангоута на присоединенные массы уменьшается. На рис. 12 приведена типичная зависимость изменения по времени вертикальной нагрузки на контур шпангоута в линейном и нелинейном приближении на основе полученных выше зависимостей. Учет нелинейных эффектов порождает среднюю составляющую нагрузки и кратные гармоники, которые приводят к перераспределению амплитудных значений нагрузки по отношению к линейным расчетам. При этом ве-

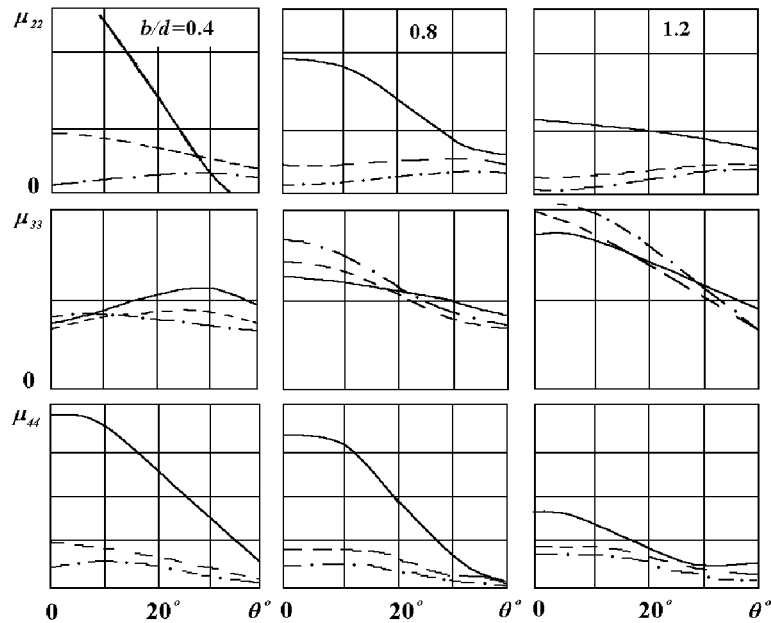


Рис. 11. Изменение присоединенных масс μ_{jk} , $jk = 22, 33, 44$ при угловых наклонах контура для различных отношений b/d и значений $\nu d = 0.35$ (—), 0.85 (- - -) и 1.35 (- . -)

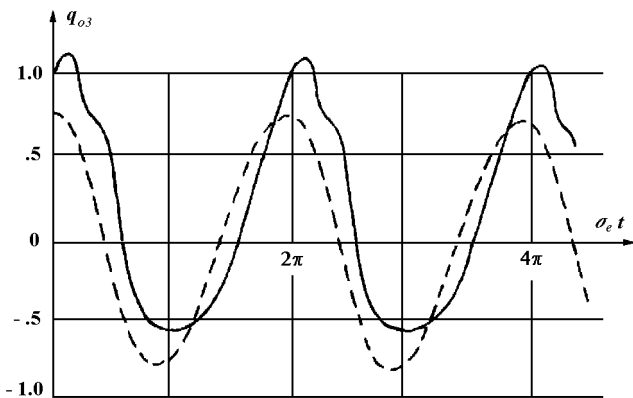


Рис. 12. Вертикальная нагрузка на контур шпангоута в линейном (- - -) и нелинейном (—) приближениях

личина среднего смещения определяется квадратичной составляющей в выражении (2), а насыщенность кратными гармониками определяется в основном первой составляющей из-за гидродинамической непрямолинейности – изменения гидродинамических характеристик контура по осадке.

Таким образом, приведенные выше примеры сопоставительных расчетов показывают в общем неплохие результаты для гидродинамических коэффициентов в широком диапазоне форм и параметров судовых контуров, далеко выходящих за границы семейства традиционных львовских контуров, на котором в основном базируются справочные материалы в отечественной расчетной практике. При этом зависимость гидродинамических коэффициентов от параметров и формы мгновенной смоченной части контуров при низких частотах может быть значительной, что и является одним из основных нелинейных эффектов в гидродинамической нагрузке Хаскинда-Ньюмана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Нелинейное обобщение методов расчета гидродинамических нагрузок на суда при качке во временной области приводит к необходимости решения нелинейной и нестационарной краевой задачи для потенциала скоростей возмущенного судном волнового движения. Трудности в решении данной краевой задачи даже в двухмерном случае колебаний плоского судового контура на волновой поверхности связаны с нелинейными граничными

условиями на волновой части границы, переменностью мгновенной смоченной части границы на судовом контуре и ангармоничностью поля скоростей на контуре. Пренебрежение нелинейными эффектами на волновой поверхности позволяет разработать приближенный метод расчета гидродинамических нагрузок на судовые контура достаточно общей формы, сводящийся к расчету гидродинамических коэффициентов судовых контуров, определенных для их мгновенного положения на волновой поверхности. Данный метод является, по существу, теоретическим обоснованием широко применяемого в практике нелинейных расчетов нагрузок Хаскинда-Ньюмана феноменологического подхода, основанного на использовании переменных гидродинамических коэффициентов судовых контуров.

2. Форма и параметры судовых контуров по мгновенную осадку до волновой ватерлинии, а также контуров шпангоутов скоростных судов новых типов далеко выходят за класс так называемых льюисовских контуров, широко применяемых в практике линейных расчетов гидродинамики судов на волнении. Поэтому актуальной является разработка эффективного и в то же время достаточно простого алгоритма расчета гидродинамических характеристик – присоединенных масс и коэффициентов демпфирования широкого класса судовых контуров. Этим требованиям удовлетворяет метод многопараметрического конформного отображения контура в сочетании с методом Урселла в параметрической плоскости. Алгоритм расчета при этом оказывается достаточно простым, легко реализуется численно на ПЭВМ и не содержит недостатков, связанных с другими известными методами, например, ГИУ, функций Грина, методом Франка и др., а выполненные с его помощью расчеты гидродинамических коэффициентов для различных контуров и сравнение результатов с независимыми данными подтвердили его эффективность и корректность.

3. При численной реализации метода многопараметрического отображения контуров сложной формы особого внимания требует процедура определения точек коллокаций на единичном круге, связанная с отысканием минимизирующего невязку корня для быстроосциллирующей функции. Обычно применяемые в таких случаях методы итераций (Ньютона-Рафсона и др.) требуют удачного выбора начального приближения, что для сложных контуров получить довольно трудно. Неточность же определения точек коллокаций на единичном круге порождает локальные отклонения отображенного контура от исходного.

4. Выполненные в работе сопоставительные расчеты гидродинамических коэффициентов в основном дали хорошие и только в отдельных случаях удовлетворительные результаты для этих характеристик; в частности, заметные различия обнаружили в расчетах присоединенных масс μ_{34} , μ_{44} для наклоненного на большие углы контура (до 40 град.). Сравнение с льюисовскими контурами также показало, что последние перестают давать корректные результаты при уменьшении полноты судовых контуров, а для контуров судов типа СМПВ они вообще не применимы. Пример расчета судового контура со скуловыми килями показал, что разработанный алгоритм применим даже к контурам с острыми выступами и образованиями.

5. Расчеты присоединенных масс при варьировании мгновенной осадки и угла наклона шпангоутов показали, что может иметь место существенная зависимость гидродинамических коэффициентов от формы и параметров мгновенной погруженной части судовых контуров, которую можно определить как гидродинамическая непрямолинейность, по аналогии с геометрической непрямолинейностью шпангоутов. В свою очередь, учет этих нелинейных эффектов в гидродинамической нагрузке на судовые контура порождает средние составляющие и кратные гармоники (ангармоничность), перераспределяющие амплитудные значения нагрузки и изменяющие ее спектральный состав.

1. *Ursell F.* On the rolling motion of cylinders in the surface of a fluid // *Quart. J. of Mech. and App. Maths.*– 1949.– 2.– P. 218-231.
2. *Landweber L., Macagno M.C.* Added masses of a three parameter family of two dimensional forms oscillating in a free surface // *J. Ship Research.*– 1959.– 2.– P. 36-48.
3. *Tasai F.* On the damping force and added mass of ships heaving and pitching // *Univers. of Calif. Eng. Publ.*– 1960.– Ser. N 82.– P. .
4. *Frank W.* Oscillation of cylinders in or below the free surface of deep fluids // *NSRDC, USA.*– 1967, Rep. N 2375.– P. 40.
5. *Хаскинд М.Д.* Гидродинамическая теория качки корабля.– М.: Наука, 1973.– 327 с.
6. *Дыхта Л.М., Пашенко Ю.Н.* Приближенное решение гидродинамической задачи о колебаниях шпангоутного контура // *Труды НКИ: Теория корабля и гидромех-ка.*– Николаев: НКИ, 1980.– Вып. 163.– С. 3-8.
7. *Ремез Ю.В.* Качка корабля.– Л.: Судостроение, 1983.– 328 с.
8. *Athanassoulis G.A., Loukakis T.A.* An extended-Lewis form family of ship sections and its applications to seakeeping calculations // *Int. Shipb. Progr.*– 1985.– 32.– N 336.– P. 33-43.

9. Селезов И.Т. Моделирование волновых и дифракционных процессов // Сб. научн. тр./АН УССР. Ин-т гидромеханики.– Киев: Наукова думка.– 1989.– С. 220-246.
10. Mei C.C. Numerical methods in water-wave diffraction and radiation // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1978.– 10.– P. 393-416.
11. Salvesen N. Five Years of Numerical Naval Ship Hydrodynamics at DTNSRDC // J. Ship Resch.– 1981.– 25.– N 4.– P. 219-235.
12. Yamamoto Y., Fujino M., Fukasawa T. Motion and Longitudinal Strength of a Ship in Head Sea and the Effects of Non-Linearities // Naval Arch. and Ocean Engng.– 1980.– 18.– P. 91-100.
13. Chiu F.-C., Fujino M. Nonlinear prediction of vertical motions and wave loads of high- speed crafts in head sea // Int. Shipb. Progr.– 1989.– 36.– P. 24-32.
14. Семенова В.Ю. Исследование и разработка программ расчета нелинейных гидродинамических сил, возникающих при колебаниях контуров корабельной формы на свободной поверхности жидкости.– Автореферат ... канд. диссерт.: СПб., 1999.– 38 с.
15. Сердюченко А.Н. Приближенный метод расчета нелинейной гидродинамической нагрузки на корпус судна при произвольных курсовых углах на волнении // Сб. научн. тр. УГМТУ.– Николаев, 1998.– N 3 (351).– С. 89-97.
16. Короткин А.И. Присоединенные массы судна. Справочник.– Л.: Судостроение, 1986.– 312 с.
17. Lavis D.R., Rogalski W.W., Spauling K.B. The Promise of Advanced Naval Vehicles for NATO // Marine Technology.– 1990.– 27.– N 2.– P. 65-93.
18. Wright C. Operation and Coast of High -Speed Crafts // Marine Technology.– 1990.– 27.– N 2.– P. 104-113.
19. Бородай И.К. Прикладные задачи динамики судов на волнении.– Л.: Судостроение, 1989.– 223 с.
20. Bishop R.E.D., Price W.G., Temarel P. Hydrodynamic coefficients of some swaying and rolling cylinders of arbitrary shape // Int. Shipb. Progr.– 1980.– 27.– N 307.– P. 54-65.
21. Conceicao C.A.L., Price W.G., Temarel P. The influence of heel on the hydrodynamic coefficients of shiplike sections and a trawler form // Int. Shipb. Progr.– 1984.– 31.– N 355.– P. 56-66.
22. Kyoizuka Y. Non-Linear Hydrodynamic Forces Acting on Two-Dimensional Bodies // Naval Arch. and Ocean Engng.– 1983.– 21.– P. 23-40.
23. Nichols B.D., Hirt C.W. Nonlinear hydrodynamic forces on floating bodies // Proceed. Sec. Int. Conf. Numer. Ship Hydrodyn.– Berkeley, USA, 1977.– P. 382-394.
24. Newman J.N. The evaluation of free-surface Green functions.– Proceed. Firth Int. Conf. Numer. Ship Hydrodyn: Washington, USA, 1985.– p.