

УДК 532.528

НЕСТАЦИОНАРНАЯ КАВИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ, ИСПОЛЬЗУЮЩАЯ ТРЕХМЕРНЫЙ МЕТОД ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д. КРИНГ, Н. ФАЙН, Дж. УЛЬМАН, А. КИРШНЕР

Центр инженерных технологий корпорации Антеон, Северный Кингстаун, Род Айленд, США

Получено 15.06.2000

Описывается численный метод, разрабатываемый авторами для решения трехмерных задач нестационарного потенциального обтекания произвольных суперкавитирующих тел. Дана общая математическая формулировка задачи, включающая условия на возвратной струе и в следе за каверной. Для численного решения задачи предлагается использовать трехмерный метод граничных элементов высокого порядка, разработанный для расчета нелинейного взаимодействия гравитационных поверхностных волн с телами.

Описується чисельний метод, що розроблюється авторами для розв'язання тривимірної задачі нестационарного потенціального обтікання довільних суперкавітуючих тіл. Дається загальне математичне формулювання задачі, яке включає умови на зворотньому струмені та в сліді за каверною. Для чисельного розв'язування задачі пропонується застосувати тривимірний метод граничних елементів високого порядку, розроблений для розрахунку нелінійної взаємодії гравітаційних поверхневих хвиль з тілами.

The numerical method being developed by authors to solve three-dimensional problems on unsteady potential flow about arbitrary supercavitating bodies is described. A general mathematical problem formulation including conditions on a reentrant jet and across a wake past a cavity is given. To solve the problem numerically it is proposed to use the high-order three-dimensional boundary-element method developed for the solution of nonlinear wave-body interactions.

ВВЕДЕНИЕ

Кавитация - хорошо изученное явление в морской гидродинамике. Большинство исследований посвящено начальной стадии кавитации и ее предотвращению, так как ее возникновение может быть нежелательным во многих технических приложениях. Современные исследования же стремятся использовать кавитацию для снижения сопротивления тел, движущихся с высокими скоростями под водой. Понимание физики суперкавитирующих тел необходимо также для прогнозирования поведения транспортных средств, предназначенных для входа в воду на высоких скоростях.

Предшествующее исследование суперкавитации выделило стационарные течения за несущими поверхностями и осесимметричными телами. Превосходный исторический обзор в основном экспериментальных результатов, но с некоторыми важными фокусировками на теоретических моделях, был сделан в работе [1]. Теоретические результаты, основанные на теории тонкого тела, приведены в [2]. Более современные работы, касающиеся моделирования кавитирующих или суперкавитирующих несущих поверхностей, описаны в [3–6]. Результаты недавних исследований моделирования обтекания осесимметричных кавитирующих или суперкавитирующих высокоскоростных

тел представлены в статьях [6–10]. Некоторые новые экспериментальные результаты обсуждаются в [11–13].

Возможно, из-за дополнительных проблем, связанных с анализом нестационарных суперкавитационных течений, существует сравнительно мало работ, посвященных динамике каверн и суперкавитирующих тел. Некоторые важные работы появились за последние несколько лет [6, 14, 15].

В данной статье описывается новый метод, разрабатываемый в настоящее время для решения трехмерной задачи нестационарного обтекания потенциальным потоком кавитирующих тел общего вида. Его цель состоит в изучении различных вентилируемых кавитаторов, несущих насадок и тел, которые могут пересекать стенку каверны (так называемые задачи глиссирования или скольжения по стенке каверны). Нестационарный подход, полезный при формулировании нелинейных краевых условий на свободной поверхности каверны, позволит также применять этот метод к задачам динамики и управления.

В этом случае должна быть сформулирована полностью трехмерная начальная задача для движущегося кавитирующего тела и ряд краевых условий. Они включают краевое условие для тела, нелинейные условия на движущейся свободной поверхности каверны, условие смыкания возвратной струи и условие на следе. На каждом шаге по вре-



Рис. 1. Начальная краевая задача

мени эти условия интегрируются как по времени, так и по пространству и добавлены к основному уравнению Лапласа для получения краевой задачи, которая формулируется как граничное интегральное уравнение Неймана-Дирихле смешанного типа.

Численный алгоритм в этой статье был адаптирован на основании метода граничных элементов, разработанного для гравитационных волн на свободной поверхности, взаимодействующих с погруженными и плавающими телами [16], с использованием условия на границе каверны и условия смыкания возвратной струи [3–5]. Схема со свободной поверхностью разработана в соответствии с анализом вычислительной устойчивости [17], который требует использование элементов высокого порядка и смешанного явно-неявного счета по времени. Метод граничных элементов высокого порядка точности, основанный на B -сплайновой аппроксимации, разработан первоначально в [18] с так называемым быстрым или ускоренным $O(N)$ сольвером, предложенным в [19] и примененным в [20].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 показана схема потенциального течения, начально-краевая задача для кавитирующего диска с каверной за ним, смыкание возвратной струи и сходящий след. Тело может иметь любую форму, в будущем предполагается рассмотреть несущие и глиссирующие тела.

Чтобы иметь возможность наблюдать на экране компьютера движущееся тело, трехмерная задача формулируется в связанной системе координат \bar{x} .

Соответствие точек в инерционной системе координат \bar{x}_I и в связанной системе координат дается соотношением

$$\bar{x}_I = \bar{x} + \int_{t_0}^t \vec{U}(\bar{x}, \tau) d\tau. \quad (1)$$

Движение связанной системы координат $\vec{U}(\bar{x}, t)$ является функцией пространственных координат, поскольку связанная система координат может вращаться относительно инерционной системы:

$$\vec{U}(\bar{x}, t) = \vec{U}(0, t) + \Omega(t) \bar{x}, \quad (2)$$

где $\vec{\Omega}(t)$ – вращательная матрица преобразования и $\vec{U}(0, t)$ – смещение от начала.

Связанная система координат определяется относительно некоторого среднего положения дискового кавитатора, так что диск имеет возможность колебаться относительно точки $x = 0$.

1.1. Начальные условия

Задача начинается импульсивно с исходной начальной геометрии и потенциала. Рассматриваются два начальных условия. В первом случае, потенциал на каверне задается равным нулю на заданной поверхности. Физически это можно рассматривать как искусственное давление и положение каверны при старте при $t = 0$. Если дисковый кавитатор установлен при стационарном движении, переходные процессы вследствие этого искусственного старта должны в конечном счете исчезнуть.

Также исследуется второй случай, когда решается задача Неймана, причем каверна рассматривается как твердая стенка. Потенциал этого течения используется далее как начальное условие при нестационарном моделировании. Задача состоит в уменьшении длительности переходного процесса при старте. Другой вариант должен был бы использовать в качестве начального условия отдельное решение для стационарной каверны.

1.2. Основные уравнения

Потенциальное течение, внешнее по отношению к каверне S (объединение поверхностей каверны S_{c^+} , тела S_{c^-} и струи S_J), описывается уравнением Лапласа с допущением усечения следа, заканчивающегося на поверхности S_w . Следовательно,

$$\nabla^2\phi = 0, \quad (3)$$

где ϕ – потенциал возмущения.

Применим третье тождество Грина для граничных интегралов:

$$2\pi\phi(\vec{x}) + \int \int_S \left(\phi(\vec{\xi})G(\vec{x}; \vec{\xi}) - \phi_n(\vec{\xi})G_n(\vec{x}; \vec{\xi}) \right) d\xi + \int \int_{S_w} \Delta\phi(\vec{\xi})G_n(\vec{x}; \vec{\xi}) d\xi = 0, \quad (4)$$

где функция Грина

$$G(\vec{x}; \vec{\xi}) = \frac{1}{|\vec{x} - \vec{\xi}|}. \quad (5)$$

1.3. Условия на каверне

Условия на каверне S_{C+} и S_{C-} устанавливаются в криволинейной системе координат, определенной параметрической поверхностью $\vec{\xi}(u, v, t)$. Эта полэйлеровская формулировка важна для численно совместимого представления краевого условия на движущейся поверхности. Поверхностные потенциалы $\varphi(u, v, t)$ и $\varphi_0(v, t)$ определяются через разложение потенциала возмущения:

$$\phi(\vec{\xi}(u, v, t), t) = \varphi(u, v, t) + \varphi_0(v, t). \quad (6)$$

Параметрические координаты (u, v) предполагаются направленными вдоль и поперек потока соответственно. Переменная t обозначает время. Первая часть поверхностного потенциала φ неявно удовлетворяет динамическому условию на каверне в численной схеме. Вторая часть φ_0 , которая является постоянной вдоль предполагаемого направления линий тока u , удовлетворяет условию непрерывности перехода от тела к каверне и появляется явно в динамическом условии на передней поверхности каверны.

Применение правила цепочки к этому разложению приводит к соотношению для производной по времени и градиента:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{\partial(\varphi + \varphi_0)}{\partial t} - \nabla_u(\varphi + \varphi_0) \cdot \nabla_u \vec{\xi}, \quad (7)$$

$$\nabla\phi = \nabla_u(\varphi + \varphi_0) + \frac{\partial\phi}{\partial n} \hat{n}, \quad (8)$$

где \hat{n} – единичный вектор, нормальный к поверхности; ∇_u – касательная компонента оператора градиента, определенного по формуле

$$\nabla_u f = \frac{\partial f}{\partial u} [\hat{u} - (\hat{u} \cdot \hat{v}) \hat{v}] + \frac{\partial f}{\partial v} [\hat{v} - (\hat{u} \cdot \hat{v}) \hat{u}], \quad (9)$$

где \hat{u} и \hat{v} – единичные векторы, неортогональные в общем случае. Заметим, что $\vec{\xi}$ является функцией только u, v в пространстве, поскольку:

$$\nabla \vec{\xi} = \nabla_u \vec{\xi}. \quad (10)$$

Кинематическое краевое условие

Субстанциональная производная должна обращаться в нуль на поверхности каверны. Применение преобразования Галлилея от инерционной к связанной системе координат и определение нормальной координаты n и смещения поверхности в нормальном направлении $h(u, v, t) = \vec{\xi}(u, v, t) \times \hat{n}(u, v, t)$ приводят к уравнению:

$$\frac{D}{Dt}[n - h(u, v, t)] = \left(\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\phi) \cdot \nabla \right) \times [n - h(u, v, t)] = 0, \quad (11)$$

что дает кинематическое условие

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \vec{U} \cdot \nabla_u h = -\nabla_u(\varphi + \varphi_0) \cdot \nabla_u h - \vec{U} \cdot \hat{n} + \frac{\partial\phi}{\partial n}. \quad (12)$$

Динамическое краевое условие

Динамическое условие определяет постоянное давление на поверхности каверны в любой момент времени. Дифференцирование этого условия начинается с нестационарного условия Бернулли в инерционной системе координат, в предположении, что атмосферное давление нулевое и $z = 0$ представляет поверхность океана:

$$p_c = -\rho \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla\phi \cdot \nabla\phi + gz \right), \quad (13)$$

где p_c – давление в каверне.

Применение преобразования Галлилея от инерционной к связанной системе координат и перестановка слагаемых приводит к уравнению

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} - \vec{U} \cdot \nabla\phi = -\frac{1}{2} \nabla\phi \cdot \nabla\phi - gz - \frac{p_c}{\rho}. \quad (14)$$

Подстановка соотношения для поверхностного потенциала дает

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} - \vec{U} \cdot \nabla_u \varphi = -\frac{\partial\varphi_0}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla_u \varphi_0 + \left[(\vec{U} \cdot \hat{n}) \frac{\partial\phi}{\partial n} - \frac{1}{2} \nabla\phi \cdot \nabla\phi \right] - gz - \frac{p_c}{\rho}. \quad (15)$$

1.4. Условие на дисковом кавитаторе

На поверхности диска S_B применяется условие непротекания. Это условие Неймана на границе тела задает нормальный потенциал:

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = \vec{U} \cdot \hat{n}. \quad (16)$$

1.5. Условие на возвратной струе

Возвратная струя искусственно усекается (разрез перпендикулярный к линии тока) и предполагается, что достигнут постоянный диаметр без поперечного обтекания и при давлении, равном давлению в каверне по плоскости разреза. Таким образом, имеем заданное течение и заданное давление. Хотя это предполагается использовать при строгой постановке нестационарной кавитационной задачи, стационарное условие на струе используется для смыкания в этой точке. Это может быть обобщено в будущем.

Начиная со стационарного, динамическое граничное условие имеет вид

$$\vec{U} \cdot \nabla \phi - \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi = gz + \frac{p_c}{\rho}. \quad (17)$$

Предположим, что отсутствует поперечное течение так, что $\nabla \phi = \phi_n \hat{n}$, тогда

$$U_n \frac{\partial \phi}{\partial n} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 = gz + \frac{p_c}{\rho}, \quad (18)$$

где $U_n = \vec{U} \cdot \hat{n}$.

Выбирая положительный корень, согласующийся с условиями на каверне, получаем уравнение для течения струи:

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = U_n + \sqrt{U_n^2 - 2 \left(gz + \frac{p_c}{\rho} \right)}. \quad (19)$$

Без поперечного обтекания потенциал поперек плоскости струи должен быть постоянен на заданной глубине и полагается равным потенциалу на примыкающей части каверны.

1.6. Условие схода каверны и условие Кутта

Дополнительный потенциал φ_0 на передней или "верхней" поверхности каверны S_C , которая отделяется от кавитатора, определяется из условия схода вдоль пересечения каверны и тела (кавитационная кромка тела), $\vec{x} |_{BE}$. При дополнительном ограничении, что первый поверхностный потенциал обращается в нуль на линии схода каверны $\varphi(u |_{BE}, v, t) = 0$, дополнительный потенциал будет иметь вид

$$\varphi_0(v, t) = \phi(\vec{x} |_{BE}, t). \quad (20)$$

Задняя кромка каверны определяется на месте слияния передней и задней поверхностей каверны, где находится скачок потенциала поперек следа:

$$\Delta \phi |_{TE}(v, t) = (\varphi^+ |_{TE} - \varphi^- |_{TE}) + \varphi_0. \quad (21)$$

Для нестационарного следа распространение сходящей завихренности вниз по потоку должно описываться нелинейным эволюционным уравнением, но пока используются следующие упрощающие допущения:

- положение следа фиксировано;
- принимается стационарное асимптотическое распределение для сходящей завихренности.

2. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Расчет начинается с задания начальных условий для геометрии и поверхностного потенциала φ при $t = 0$. Условие схода, условия Кутта, и смешанное граничное интегральное уравнение решаются одновременно для нахождения нормальной скорости на поверхности каверны и потенциала на теле. Это составляет смешанную краевую задачу, которая решается на каждом временном шаге, поскольку поверхность развивается. Условия на каверне и смешанная краевая задача должны интегрироваться по времени и пространству.

Схема решения (интегрирование по времени)

После импульсивного старта в момент $t = 0$, на каждом шаге интегрирования по времени сначала удовлетворяются кинематические и динамические граничные условия для расчета геометрии каверны и поверхностного потенциала на каверне. Затем решается смешанная краевая задача для расчета потенциала на теле и нормальной скорости на каверне.

Старт при ($t = 0^+$).

0. Задаем начальные условия φ^0, ξ^0 на S_C , решаем смешанную краевую задачу для ϕ_n^0 на S_C .

На каждом последующем шаге по времени:

1. Определяем движение тела: задаем или решаем уравнение движения.
2. Интегрируем кинематическое условие на каверне, чтобы найти ξ^{n+1} на S_C .
3. Корректируем геометрию тела и каверны.
4. Интегрируем динамическое условие на каверне, чтобы найти φ^{n+1} на S_C .
5. Устанавливаем условия на теле и струе для ϕ_n^{n+1} на S_B и S_J .
6. Решаем смешанную краевую задачу, чтобы найти $\phi_n^{n+1}, \varphi_0^{n+1}$ на S_C и ϕ^{n+1} на S_B .

B-сплайновая дискретизация высокого порядка (интегрирование по пространству)

Непрерывная задача дискретизируется системой B-сплайнов высокого порядка, которые пред-

ставляют геометрию тела и каверны, и системой, которая представляет характеристики потока: потенциал φ , нормальную скорость ϕ_n и продвигание каверны h на поверхностях.

Как правило, используются сплайны от третьего до пятого порядков и схемы Галеркина для пространственного интегрирования условий на каверне и смешанной краевой задачи. Использование дискретизации высокого порядка оказалось более подходящим для задачи о гравитационных волнах на свободной поверхности, при том, что более традиционные методы плоских панелей потерпели неудачу. Первоначальная работа с трехмерными панельными методами низшего порядка показала, что это может иметь силу также для кавитационного обтекания со свободными поверхностями.

2.1. Интегрирование условий на каверне

Кинематическое условие на каверне интегрируется по времени с использованием прямого (явного) метода Эйлера, а динамическое – с использованием обратного (неявного) метода Эйлера. Для динамического условия только линейные члены поверхностного потенциала считаются неявными. Это сочетание явных и неявных методов разработано на основе анализа устойчивости распространения волн по дискретной свободной поверхности.

Геометрия и поверхностный потенциал представляются B -сплайновыми базисными функциями в пространстве, которые накладываются на соседние. Эти условия дают ленточную систему линейных уравнений, которая должна решаться на каждом временном шаге.

Кинематическое условие на каверне

Кинематическое условие удовлетворяется посредством явного интегрирования по Эйлера:

$$\Delta h = \Delta t \left\{ (\vec{U} - \nabla_u(\varphi^n + \varphi_0^n)) \cdot \nabla_u h^n - \vec{U} \cdot \hat{n}^n + \frac{\partial \phi^n}{\partial n} \right\} \quad (22)$$

при дополнительном условии геометрической непрерывности $\Delta h = \Delta h_0$ для сохранения связанными смежных сечений каверны.

Чтобы определить новую форму каверны, сначала переносят вверх по потоку поверхность каверны (на временном шаге n) для согласования с положением поверхности (уже рассчитанным для временного шага $n + 1$):

$$\vec{\xi}^{\vec{n}+1} = \vec{\xi}^{\vec{n}} + \Delta h_0 \hat{n}_0, \quad (23)$$

затем корректируют поверхность, используя кинематическое условие:

$$\vec{\xi}^{\vec{n}+1} = \vec{\xi}^{\vec{n}} + (\Delta h - \Delta h_0) \hat{n}. \quad (24)$$

Динамическое условие на каверне

Динамическое условие удовлетворяется путем неявного интегрирования по Эйлера (хотя нелинейные члены рассматриваются явно):

$$\varphi^{n+1} - \Delta t \vec{U} \cdot \nabla_u \varphi^{n+1} = \varphi^n - (\varphi_0^n - \varphi_0^{n-1}) \times \Delta t \left\{ \vec{U} \cdot \nabla_u \varphi_0^n + \left[(\vec{U} \cdot \hat{n}) \frac{\partial \phi^n}{\partial n} - \frac{1}{2} \nabla \phi^n \cdot \nabla \phi^n \right] - g z^{n+1} - \frac{p_c}{\rho} \right\} \quad (25)$$

при $\varphi = 0$ на пересечениях тела и струи, где φ_0 определяется по условиям схода.

2.2. Смешанная краевая задача

Неизвестная нормальная скорость на каверне и потенциал на теле получаются из решения граничного интегрального уравнения, включающего условия Кутта и схода каверны. На каверне потенциал возмущения для любого случая равен сумме известного поверхностного потенциала и неизвестного дополнительного потенциала. Дополнительный потенциал и скачок поперек следа определен в разделе 1.5.

Интегральное уравнение принимает вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 \phi(\vec{x}) + \int \int_{S_B \cup S_J} \phi(\vec{\xi}) \frac{\partial G}{\partial n}(\vec{x}; \vec{\xi}) d\xi + \varepsilon_2 \varphi_0(\vec{x}) + \\ + \int \int_{S_C} \left(\varphi_0(\vec{\xi}) \frac{\partial G}{\partial n}(\vec{x}; \vec{\xi}) - \phi_n(\vec{\xi}) G(\vec{x}; \vec{\xi}) \right) d\xi + \\ + \int \int_{S_W} \phi_0(\vec{\xi}) \frac{\partial G}{\partial n}(\vec{x}; \vec{\xi}) d\xi = \\ = -\varepsilon_2 \varphi(\vec{x}) - \int \int_{S_C} \varphi(\vec{\xi}) \frac{\partial G}{\partial n}(\vec{x}; \vec{\xi}) d\xi + \\ + \int \int_{S_B \cup S_J} \phi_n(\vec{\xi}) \frac{\partial G}{\partial n}(\vec{x}; \vec{\xi}) d\xi - \\ - \int \int_{S_W} \Delta \varphi(\vec{\xi}) \frac{\partial G}{\partial n}(\vec{x}; \vec{\xi}) d\xi, \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\varepsilon_1 = \begin{cases} 2\pi & \vec{x} \in S_B \cup S_J, \\ 0 & \vec{x} \in S_C, \end{cases} \quad (27)$$

$$\varepsilon_2 = \begin{cases} 0 & \vec{x} \in S_B \cup S_J, \\ 2\pi & \vec{x} \in S_C. \end{cases} \quad (28)$$

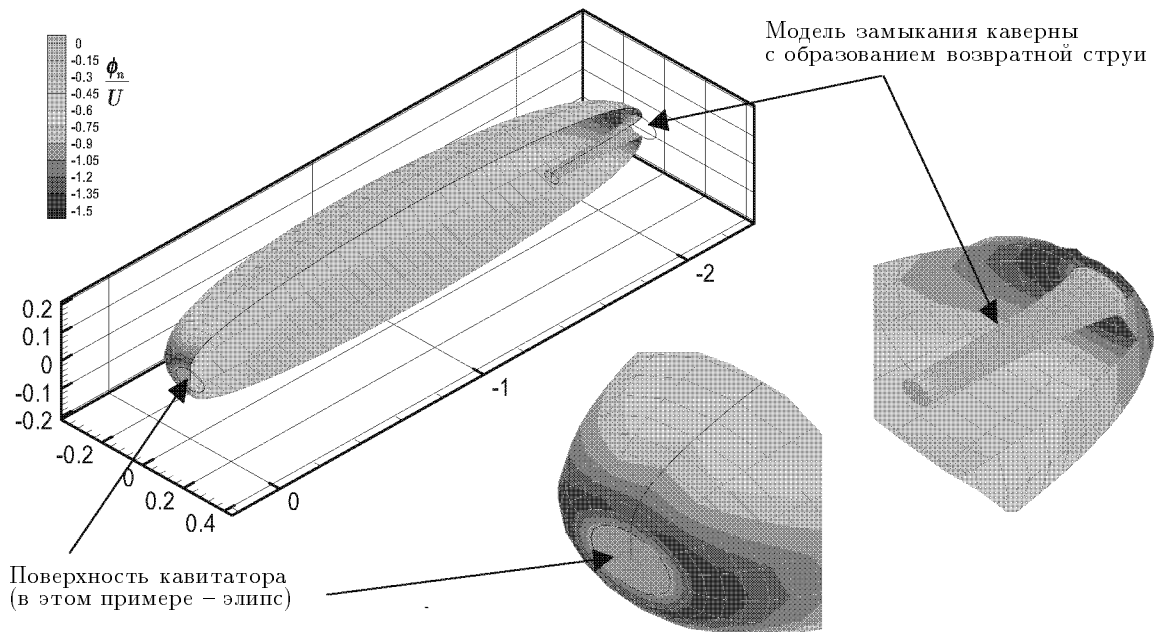


Рис. 2. Нормальная начальная скорость с однородными начальными условиями для потенциала на каверне и принятая начальная геометрия

Решение этого интегрального уравнения на каждом временном шаге представляет наибольшую вычислительную трудность в этой задаче. Чтобы обеспечить высокую точность и удовлетворить требования вычислительной устойчивости, применяется метод граничных элементов Галеркина с B -сплайнами высокого порядка и используются две процедуры. Первая – традиционная процедура с плотной матрицей, требующая $O(N^2)$ ячеек компьютерной памяти и операций (здесь N есть число дискретных неизвестных). Вторая – ускоренная процедура, использующая скорректированный алгоритм быстрого преобразования Фурье (precorrected FFT algorithm), подобный быстрым мультипольным методам. Она строит разреженную матрицу, требующую только $O(N)$ компьютерной памяти и операций.

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

К настоящему времени метод граничных элементов высокого порядка адаптирован к смешанной краевой задаче с условиями схода каверны и условием Кутта. На рис. 2 представлено начальное решение задачи, вычисленное в момент старта. На этом рисунке высокие отрицательные значения нормальной скорости в хвостовой части каверны

показывают, что принятая длина каверны слишком мала и каверна удлинится на следующем временном шаге. Работа по полному моделированию нестационарной задачи продолжается.

Данный метод граничных элементов является сходящимся, он сравнивался с аналитическими решениями для простой геометрии и подтвержден экспериментально расчетом мореходности реального судна. Однако еще слишком рано судить о применимости данного метода к расчету нестационарной каверны и следа.

1. *A. May.* Water Entry and the Cavity-Running Behavior of Missiles. – SEAHAC TR 75-2, Naval Sea Systems Command, Arlington, VA. – 1975.
2. *Г.В. Логвинович, В.Н. Буйвол, А.С. Дудко, С.И. Путилин, Ю.Р. Шевчук.* Течения со свободными границами. – Киев: Наук. думка, 1985. – 243 с.
3. *Uhlman J.S.* The Surface Singularity Method Applied to Partially Cavitating Hydrofoils // *J. of Ship Research.* – 1987. – Vol. 31 – No. 2. – P. 107-124.
4. *Uhlman J.S.* The Surface Singularity or Boundary Element Method Applied to Supercavitating Hydrofoils // *J. of Ship Research.* – 1989. – Vol. 33 – No. 1. – P. 16-20.
5. *N.E. Fine, S.A. Kinnas* A Boundary Element Method for the Analysis of the Flow Around 3-D Cavitating Hydrofoils // *J. of Ship Research.* – 1993. – Vol. 37 – No. 3. – P. 213-224.
6. *L. Dieval, C. Pellone, M. Arnaud.* A // d.- v.- a.- P. n.tages and Disadvantages of Different Techniques of Modeling of Supercavitation. // *Proceedings of*

- the Scientific Meeting on High-Speed Hydromechanics and Supercavitation. – Laboratoire des Ecoulements Geophysiques et Industriels, Grenoble, France. – 2000.
7. *I.N. Kirschner, J.S. Uhlman, Jr., A.N. Varghese, I.M. Kuria.* Supercavitating Projectiles in Axisymmetric Subsonic Liquid Flows. // Proceedings of the ASME & JSME Fluids Engineering Annual Conference & Exhibition, Cavitation and Multiphase Flow Forum, FED 210. – New York, NY. – 1995.
 8. *Y.N. Savchenko, V.N. Semenenko, Y.I. Naumova, A.N. Varghese, J.S. Uhlman, I.N. Kirschner.* Hydrodynamic Characteristics of Polygonal Contours in Supercavitating Flow. // Proceedings of the Third International Symposium on Performance Enhancement for Marine Applications. – Naval Undersea Warfare Center Division. – Newport, RI. – 1997.
 9. *A.N. Varghese, J.S. Uhlman, Jr., I.N. Kirschner.* Axisymmetric Slender-Body Analysis of Supercavitating High-Speed Bodies in Subsonic Flow. // Proceedings of the Third International Symposium on Performance Enhancement for Marine Applications. – Naval Undersea Warfare Center Division, Newport, RI. – 1997.
 10. *J.S. Uhlman, A.N. Varghese, I.N. Kirschner.* Boundary-Element Modeling of Axisymmetric Supercavitating Bodies. // Proceedings of the 1st HHTC CFD Conference. – Naval Surface Warfare Center Carderock Division. – Carderock, MD. – 1998.
 11. *I.N. Kirschner, K.W. Roth, J.D. Hrubes, L.M. Dean, D.R. Stinebring.* Progress in Supercavitating High Speed Projectiles Research. // Proceedings of the ASME & JSME Fluids Engineering Annual Conference & Exhibition, Cavitation and Multiphase Flow Forum, FED 210. – New York, NY. – 1996.
 12. *I.N. Kirschner.* Supercavitating Projectile Experiments at Supersonic Speeds. // Proceedings of the NATO/AGARD Fluid Dynamics Panel Workshop on High Speed Body Motion in Water, AGARD Report 827. – Kiev, Ukraine. – 1997.
 13. *Savchenko Y.N.* Supercavitation: Applications and Perspectives. // Proceedings of the Scientific Meeting on High-Speed Hydromechanics and Supercavitation. – Laboratoire des Ecoulements Geophysiques et Industriels, Grenoble, France. – 2000.
 14. *R. Rand, R. Pratap, D. Ramani, J.L. Cipolla, I.N. Kirschner.* Impact Dynamics of a Supercavitating Underwater Projectile. // Proceedings of the 1997 ASME Design Engineering Technical Conferences, DETC 97. – Sacramento, CA. – 1997.
 15. *Semenenko V.N.* Dynamics of Supercavitating Bodies. // Proceedings of the Scientific Meeting on High-Speed Hydromechanics and Supercavitation. – Laboratoire des Ecoulements Geophysiques et Industriels, Grenoble, France. – 2000.
 16. *D.C. Kring, T. Korsmeyer, J. Singer, D. Danmeier, J. White.* Accelerated, Nonlinear Wave Simulations for Large Structures. // Proceedings of the 7th Int'l Conference on Numerical Ship Hydrodynamics. – Nantes, France. – June, 1999.
 17. *T. Vada, D.E. Nakos.* Time-Marching Schemes for Ship Motion Simulations. // 8th Int'l Workshop on Water Waves and Floating Bodies. – 1993.
 18. *H.D. Maniar.* A Three-Dimensional Higher-Order Panel Method Based on B-Splines. – PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology. – Cambridge, MA. – 1995.
 19. *J.R. Phillips, J. White.* A precorrected-FFT Method for Electrostatic Analysis of Complicated 3D Structures // IEEE Trans. On Computer-Aided Design. – 1997. – Vol. 16, No. 10. – P. 1059-1072.
 20. *D.C. Kring, T. Korsmeyer, J. Singer, J. White.* Analyzing Mobile Offshore Bases using Accelerated Boundary-Element Methods // Marine structures Journal. – 1999. – P. to appear.