

УДК 550.344.42; 551.466

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦУНАМИ КОСМОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ
В РАМКАХ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ–СТОКСА С ИСТОЧНИКАМИ РАЗЛИЧНЫХ
ТИПОВ**

© 2015 г. А. С. КОЗЕЛКОВ***, А. А. КУРКИН*, Е. Н. ПЕЛИНОВСКИЙ****,
В. В. КУРУЛИН**

*Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород

** Российский федеральный ядерный центр –

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров

*** Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

e-mail: askozelkov@mail.ru, aakurkin@gmail.com,

pelinovsky@gmail.com, kurulin@mail.ru

Поступила в редакцию 27.05.2014 г.

Представлены результаты моделирования цунами космогенного происхождения при использовании двух моделей их генерации. В первой модели параметризованный источник задается аналитическим выражением, а во второй – получен численным решением системы уравнений Навье–Стокса. Приведены результаты расчетов распространения волн в бассейне постоянной глубины, и проведено сопоставление волновых характеристик.

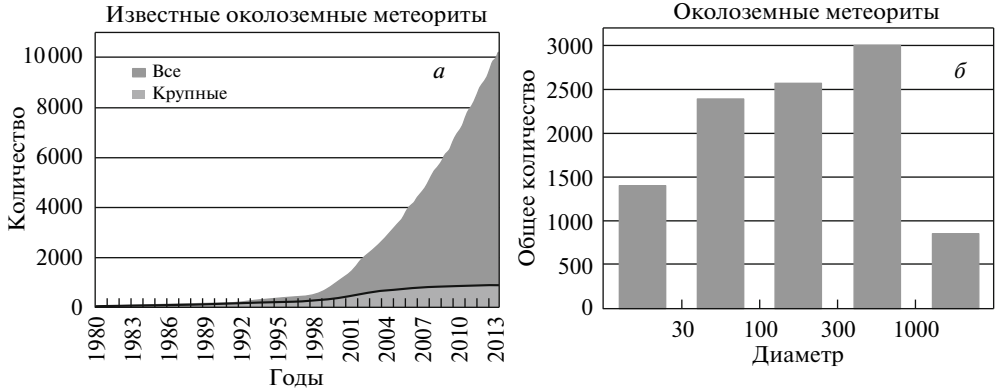
Ключевые слова: космогенные цунами, параметризованный источник, численное моделирование, уравнения Навье–Стокса.

В течение последних 15 лет выполнен всесторонний поиск и анализ околоземных объектов, приведший к открытию около десяти тысяч метеоритов [1], способных пересечься с орбитой Земли. Такие небесные тела называют потенциально опасными, и в настоящее время обнаружено более 800 метеоритов большого диаметра, столкновение которых с Землей может привести к катастрофическим событиям.

Каждый год регистрируется 2–3 пролета на расстоянии 0.5–3 млн км от Земли тел диаметром 100–1000 м, и зачастую пролет обнаруживается уже после максимального сближения. В целом же, в пределах 0,2 а.е. от Земли, вращается более 7000 комет и метеоритов, которые потенциально могут столкнуться с нашей планетой, причем 90% из них имеют диаметр более километра – фиг. 1.

Учитывая тот факт, что водная поверхность составляет около двух третей от всей земной, вероятность падения метеорита в океан гораздо выше, чем на сушу. Однако к настоящему времени обнаружено всего 15–20 кратеров, образованных при ударе в море [2, 3]. Это связано с меньшей исследованностью морского дна, а также особенностями подводного кратерообразования. Малое число кратеров в океаническом дне в значительной степени обязано возрасту океанической коры.

Столкновение метеорита с океаном приведет к возникновению, так называемой, космогенной волны цунами, механизм возникновения и распространения которой изучен слабо ввиду отсутствия хотя бы одного реального события. Исследование возникновения космогенных цунами в общем случае порождает много проблем, для решения которых построение единой физико-математической модели едва ли представляется возможным. Общая модель должна учитывать процессы гидро-, аэродина-



Фиг. 1. Статистика обнаружения околоземных небесных тел (а) и их распределение по диаметру (б) [1]

мики, механики напряженно-деформированного состояния, динамики многокомпонентных сред, а в более сложном случае и многофазных сред. По этой причине при моделировании космогенных цунами выделяют ряд подзадач, для которых строятся конкретные модели.

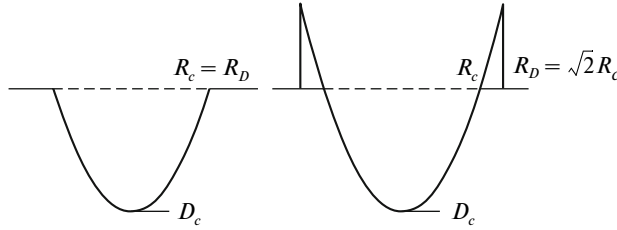
К наиболее общим из таких задач можно отнести формирование очага, т.е. непосредственно падение метеорита, кратерообразование на дне океана, выброс воды в атмосферу, распространение волны и ряд других. В настоящее время моделирование очага цунами осуществляется двумя способами. Первый способ восходит к работе [4], в которой форма каверны на поверхности задается с помощью аналитических формул, а стадия падения метеорита и его погружения в воду не рассматривается. Такой способ позволяет решать только гидродинамические уравнения, и он уже использовался для моделирования космогенных цунами в Атлантике [5, 6] и Черном море [7, 8]. Второй способ связан с непосредственным решением уравнений гидродинамики совместно с уравнениями, описывающими движение метеорита. Такой подход уже использовался для моделирования космогенных цунами, сопровождающихся событиями геологического прошлого Земли [9–11].

В данной работе приводятся результаты сравнения этих двух подходов к описанию начальной стадии возникновения и распространения волны цунами космогенного происхождения в бассейне постоянной глубины. Рассмотрена математическая модель, используемая для описания волнового движения, а также начальные условия, выбираемые в рамках двух подходов. Дается сопоставление результатов расчетов в рамках двух подходов.

1. Математическая модель. Опишем сначала классическую задачу, когда вхождение астероида в воду параметризуется определенными начальными условиями. Предполагается [4], что на начальной стадии кратерообразования метеорит создает радиально симметричную полость, которая может быть описана простой функцией

$$\begin{aligned} \eta^{\text{imp}}(r) &= D_C(1 - r^2/R_C^2), & r \leq R_D \\ \eta^{\text{imp}}(r) &= 0, & r > R_D \end{aligned} \quad (1.1)$$

где D_C – глубина каверны, R_C и R_D – внутренний и внешний радиусы каверны, соответственно.



Фиг. 2. Начальное возмущение водной поверхности

В случае равенства внутреннего и внешнего радиусов каверны $R_C = R_D$ в начальный момент времени на поверхности воды образуется впадина (фиг. 2), что соответствует выбросу воды в атмосферу или ее испарению [12]. В случае $R_D = \sqrt{2}R_C$ вода, выброшенная из каверны, формирует внешний всплеск – кольцевую структуру, характерную при падении объекта в воду, объем которого в точности соответствует объему воды, выброшенному из каверны.

Считая, что кинетическая энергия метеорита частично переходит в потенциальную энергию смещения уровня воды (во всех расчетах, представленных в данной работе, доля энергии, переданной воде, составляет 15.5%), в [4] выводятся простые аналитические формулы для вычисления радиуса и глубины каверны

$$D_C = \sqrt{(2\varepsilon\rho_I R_I^3 V_I^2)/(\rho_w g R_C^2)},$$

$$R_C = R_I (2\varepsilon V_I^2 / (g R_I))^\delta (\rho_I / \rho_w)^{1/3} ((\rho_w / \rho_I)^{1/3 - \delta} (1/(q R_I^{\alpha-1}))^{2\delta})$$

где ρ_w – плотность воды, g – ускорение силы тяжести, ε – доля кинетической энергии метеорита, переходящая в энергию цунами, ρ_I , R_I , V_I – плотность, радиус и скорость метеорита, q и α – коэффициенты, связанные со свойствами метеорита и водного слоя.

Предполагается, что в начальный момент времени скорость частиц воды равна нулю. Начальных условий на смещение водной поверхности (1.1) и нулевой скорости частиц воды достаточно для решения уравнений гидродинамики. Обычно далее используются формулы линейной дисперсионной теории волны на воде (как правило, асимптотические представления интегральных выражений, скорректированные с учетом переменности глубины бассейна) [4], или нелинейную теорию мелкой воды, если размер кратера значительно превышает глубину бассейна [12]. Отметим, что эквивалентный очаг цунами космогенного происхождения появился по аналогии с очагом цунами взрывного происхождения [13], который применяется для расчетов цунами вулканического происхождения [14, 15]. В [13] подчеркивается, что параметризация вида (1.1) не является действительной характеристикой процессов, происходящих в очаге цунами, и ее выбор связан исключительно с желанием получить хорошее описание волновых процессов на большом расстоянии от очага.

Во втором подходе возникновение волны цунами описывается в рамках совместно-го решения уравнений гидродинамики и газодинамики (океан–атмосфера), и механики деформируемого тела (метеорит) или их упрощений. Примеры таких моделей можно найти в работах [3, 9, 16].

В настоящей работе решаются уравнения Навье–Стокса двухкомпонентной (вода и воздух) несжимаемой жидкости, находящейся в поле силы тяжести, при этом и вода и воздух считаются несжимаемыми. Эти уравнения используются для описания каждой компоненты среды, а их объединение в единую систему осуществляется с помощью

VOF-метода “Volume of fluid method (Метод объема жидкости)” [17]. Численное решение итоговой системы осуществляется с помощью методов SIMPLE/PISO [18, 19]. Такой подход является стандартным и достаточно распространенным; он применяется для решения задач со свободной поверхностью, как в коммерческих, так и свободно распространяемых пакетах программ [20].

Движение метеорита моделируется с использованием метода погруженных границ [21]. Метод предполагает выделение в расчетной области ячеек полностью или частично занятых твердым телом и введением для данных ячеек дополнительной силы сопротивления, предложенной в [22]. Такой подход к моделированию подвижного твердого тела достаточно прост, не требует динамического перестроения расчетной сетки и дает хорошие результаты для практических задач, где не требуется детальное описание течений в пограничном слое вблизи поверхности твердого тела [23].

Описанная здесь модель реализована в пакете программ ЛОГОС [24, 25], который и используется для численных экспериментов, представленных ниже.

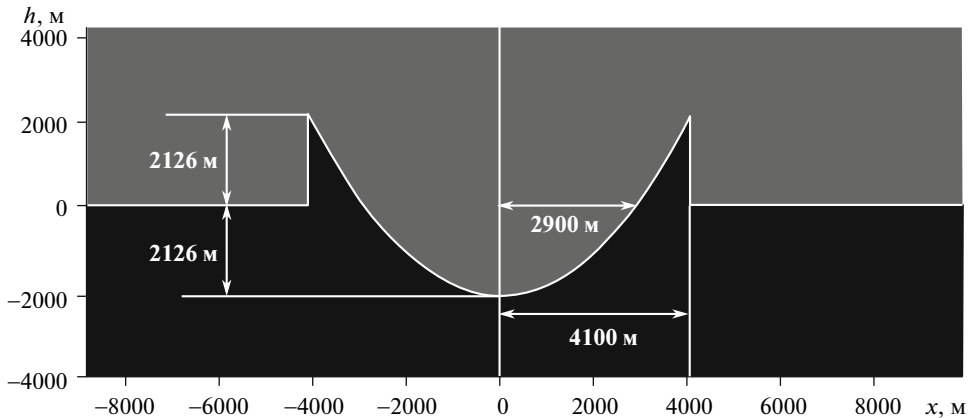
Отметим, что данная модель, основанная на теории несжимаемой жидкости, не может описывать движение метеорита в воздухе. Кроме того, модель должна учитывать термодинамику движения тела в воде и возможность парообразования воды. В частности, эти процессы учитываются в уравнениях состояния Титолсона, учитывающих процесс парообразования [20]. Эти процессы предполагается рассмотреть в дальнейшем. Для качественного сравнения образования и распространения космогенных цунами от источников различного типа сжимаемостью воздуха можно пренебречь, так что данная модель не накладывает никаких ограничений.

Ниже приводятся результаты сравнения распространения волн цунами в бассейне конечной глубины в рамках двух подходов — уравнения Навье—Стокса для жидкости с начальным условием (1.1) и полная модель, учитывающая вход метеорита в воду из атмосферы.

В представленных расчетах используется нулевое начальное условие для поля скоростей среды, а для давления стандартное гидростатическое распределение [26]. Объемная доля каждой компоненты среды в каждом эксперименте различна и зависит от подхода к моделированию источника возмущения.

В качестве граничного условия на дне рассматриваемой области используется приближение твердой стенки: нулевые значения скорости, градиента статического давления и объемной доли компонент. На боковых границах области используется граничное условие нулевых градиентов всех величин. Верхняя часть области представляет собой открытую границу с нулевым градиентом скоростей и заданным статическим давлением, равным 1 атм. Значение объемной доли компонент на верхней границе различно и зависит от направления потока: при входном потоке объемная доля воды равна нулю, а воздуха — единице, при выходном — градиент объемной доли каждой компоненты полагается равным нулю. Физически данное условие означает, что все компоненты могут беспрепятственно покидать расчетную область через верхнюю границу, но входить может только воздух.

2. Результаты численных экспериментов. Для оценки двух подходов к моделированию космогенных цунами рассмотрим модельную задачу, детально описанную в [1]. В ней моделируется волна цунами, вызванная падением метеорита диаметром 200 м в бассейн глубиной 4000 м. Плотность метеорита составляет 3 г/см^3 , а скорость 20 км/с у поверхности воды. Параметрически заданная параболическая каверна (1) имеет в этом случае следующие размеры: внутренний радиус 2900 м, внешний радиус 4100 м и глубину 2126 м. Такой же получается и максимальная “положительная” высота смещения водной поверхности относительно нулевой отметки (фиг. 3). Моделирование проводилось в прямоугольной декартовой системе координат в трехмерной постановке. Расчетная сетка для проводимых тестов строилась со сгущением к области движения метеорита, где минимальный размер ячеек составлял 20 м. Влияние подсеточных



Фиг. 3. Параметрический источник возмущения

вихрей учитывалось косвенно численной вязкостью используемой схемы для дискретизации уравнения сохранения импульса.

В рамках второго подхода счет начинается с момента, когда метеорит с указанными выше параметрами касается внешним краем поверхности воды.

На фиг. 4 показано смещение водной поверхности в различные моменты времени с интервалом 30 с, рассчитанное с помощью параметрического источника возмущения (а) и прямым численным моделированием уравнений Навье–Стокса (б). Эволюция волны прослежена на протяжении 3 мин.

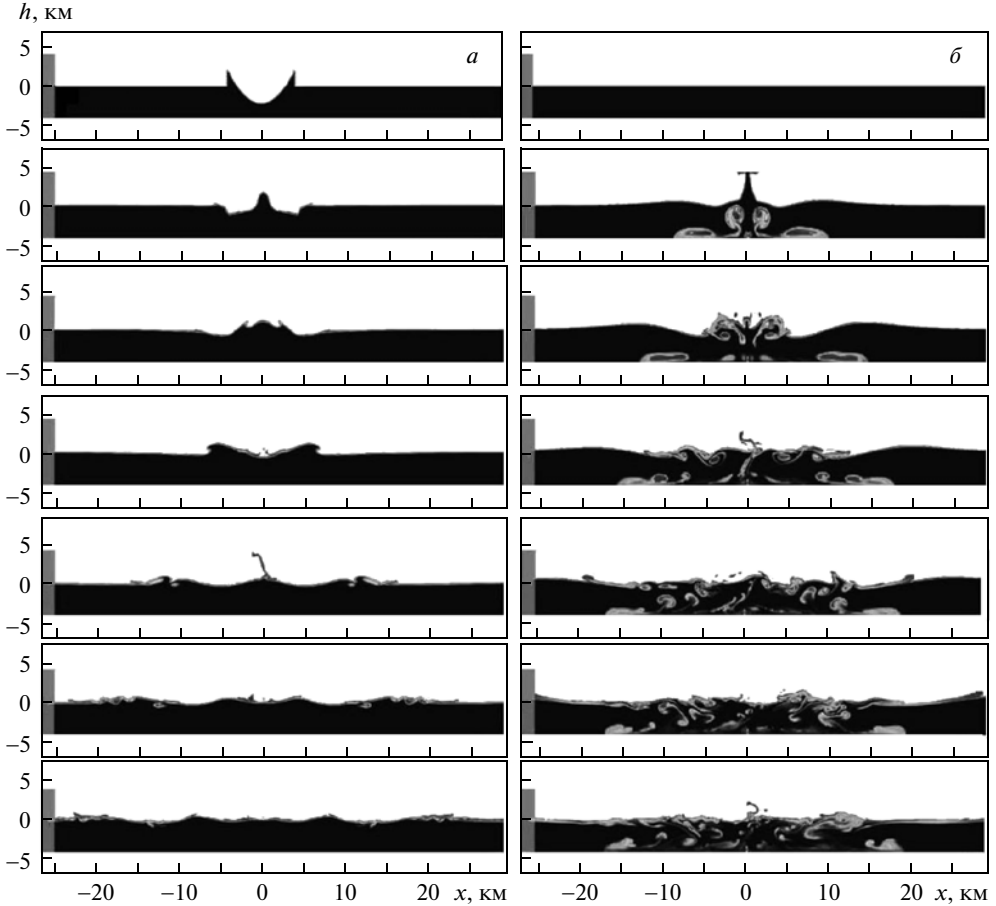
Градация цвета на представленных картинках отражает объемную долю компонент воздуха и воды. В частности видно, что при использовании прямого источника существенная часть воздуха проникает в толщу воды (фиг. 4, б), тогда как при использовании эквивалентного источника воздушные пузыри в толще воды отсутствуют.

В рамках второго подхода вода после удара метеорита поднимается на высоту более 5 км и после схлопывания промежуточного водного кратера в течение 10 с образуется султан высотой более 5 км, который впоследствии начинает обрушаться. В результате образуются мощные турбулентные потоки во всей толще воды, ясно видимые на фиг. 4. В целом трансформация водной поверхности в точной модели отличается от подобной в параметрической модели. Количественное сопоставление волновых характеристик дается на фиг. 5. В течение первых 20 с в модели с эквивалентным очагом из отрицательной каверны начинает рождаться положительно определенный всплеск — султан. В то же время в точной модели к этому времени султан высотой 4 км уже начинает обрушиваться. Через 40 с султан в параметрической модели достигает высоты 2 км, тогда как султан в точной модели входит в активную фазу обрушения. Через 60 с наблюдается активная фаза обрушения султана в обеих моделях.

Высоты волн, полученные по разным моделям, отличаются более чем в 2 раза. Высота волны от параметрического источника с трудом достигла высоты 2.2 км, тогда как в точной модели легко преодолела отметку в 5 км.

Важно отметить, однако, что результаты расчетов в рамках уравнений Навье–Стокса с использованием эквивалентного очага предсказывают максимальную высоту волны 2.2 км за время 40 с, совпадающую с оценками по линейной теории, сделанными в [1].

На последней фазе обрушения султана, примерно через 80 с, начинается стадия выхода из очага одиночных волн большой амплитуды, распространяющихся в разные

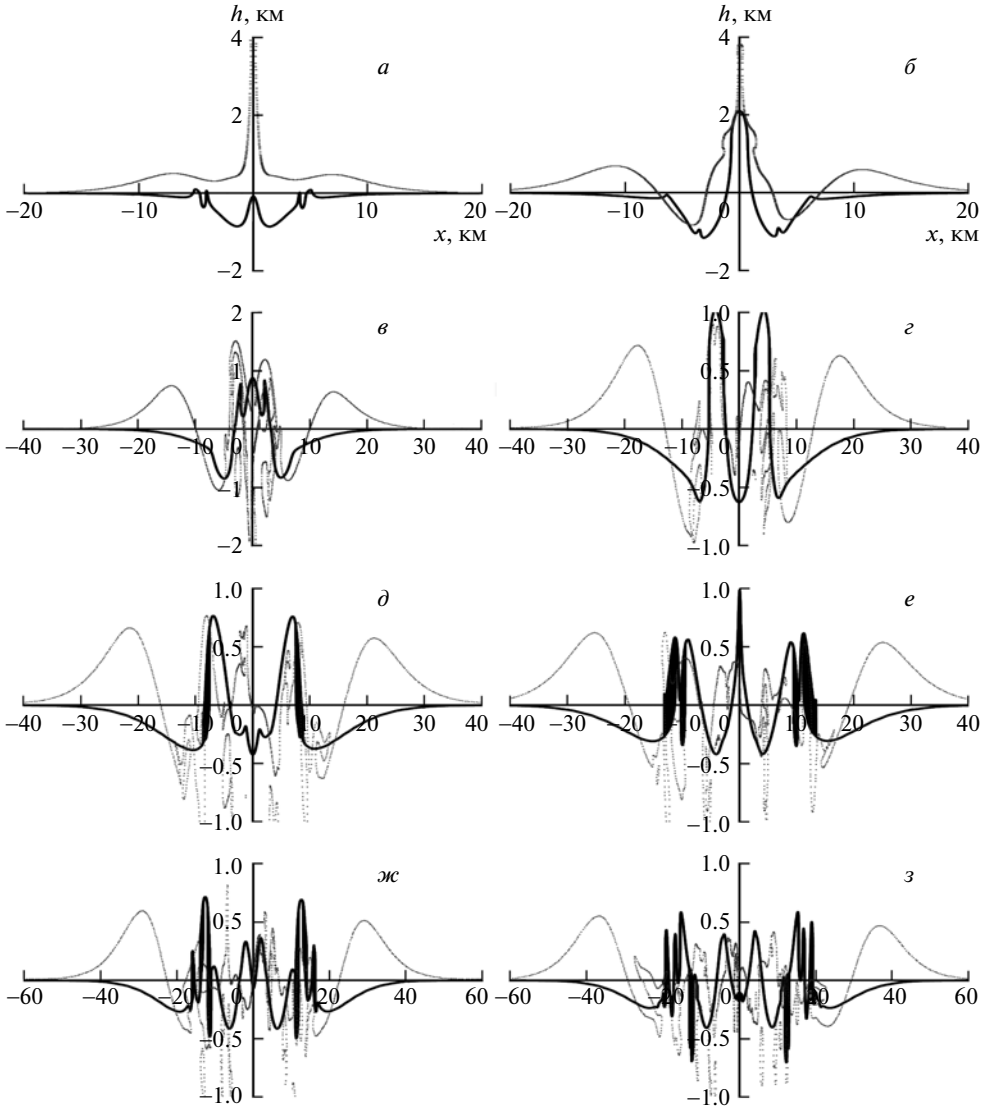


Фиг. 4. Смещение водной поверхности (серо-белым цветом изображен воздух, темным – вода) с интервалом 30 с: *a* – от эквивалентного очага и *б* – от входящего тела

стороны. В точной модели этот выход наблюдается гораздо раньше, чем в модели с эквивалентным очагом.

Волна в точной модели достигает максимальной амплитуды к 80 с, в то время как в параметрической модели волна только начинает формироваться. Еще через 20 с в точной модели образуется второй пук выходящих волн, по амплитуде совпадающий с первым пугом выходящих волн в параметрической модели. Через 120 с в параметрической модели наблюдается вторичный султан, высотой примерно в 2 раза меньше первого – около 1 км. Такой же всплеск наблюдается и при моделировании в рамках линейной теории [1], однако высота его примерно такая же, как и у первого, т.е. около 2 км через 140 с после падения тела. Дальнейшее распространение волн представляет собой хаотичное бурление поверхности, однако для нелинейного источника выходящие одиночные волны более ярко выражены, чем для параметрического.

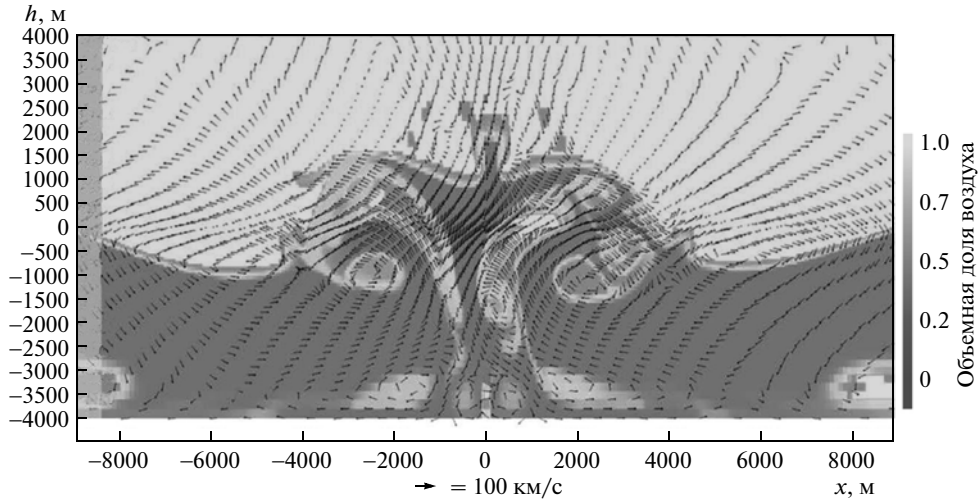
Существенные различия связаны при моделировании взаимодействия поверхности и толщи воды при падении тела. В рамках используемой точной модели, в толще воды после падения тела формируются два интенсивных вихря, вращающиеся в разные сто-



Фиг. 5. Поверхность раздела вода – воздух в различные моменты времени: $a - z - t = 20, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 180$ с; 1 – параметрический источник, 2 – моделируемый источник

роны (фиг. 6). Это вполне соответствует физике процесса и не может наблюдаться при использовании эквивалентного очага.

Эта пара вихрей соответствует движению газового пузыря в толще воды, образуемого при падении тела [21]. Данные вихри порождают большую интенсивность распространения и обрушения двух волн, бегущих в разные стороны от места обрушения султана. Процесс разрушения этих вихрей в рамках моделирования с использованием полной системы уравнений Навье–Стокса приводит к нарушению симметрии картины течения. Волны при дальнейшем распространении также будут наблюдаться, однако в обоих случаях выделяются две уединенные волны, бегущие в разные стороны.



Фиг. 6. Векторное поле скорости в окрестности падения при $t = 50$ с

В ходе данного исследования проведено три расчетных эксперимента с использованием расчетных сеток различного разрешения (последовательности сгущающихся сеток). Использованы сетки размером 200, 500 и 900 тыс расчетных ячеек. Результаты расчетов, как для эквивалентного источника, так и прямого моделирования на всех сетках практически идентичны. Основной вывод сводится к тому, что параметрический источник дает картину распространения цунами, существенно отличающуюся от картины распространения, полученной при реальном моделировании. Отметим, что в настоящее время с помощью прямого моделирования источника возмущения космогенных цунами уже решаются актуальные задачи [27], в том числе моделируются события геологического прошлого Земли [9–11].

Заключение. Проведено моделирование распространения волн цунами в бассейне постоянной глубины при использовании различных механизмов генерации волн, имитирующих падение метеорита в воду. В первом случае процесс генерации волн цунами параметризуется специальными начальными условиями; во втором – рассматривается динамическая задача о вхождении метеорита в воду. Показано, что результаты расчетов имеют существенные различия. При использовании второй модели достигается лучшее согласие с ожидаемой физикой процесса. В ее рамках более четко описываются уединенные волны, выходящие из источника, наблюдается их определенная периодичность, что отсутствует при использовании эквивалентного очага. Высоты волн на некоторых стадиях процесса также существенно различаются, что в итоге сказывается на характеристиках волн цунами в открытом океане и их накате на берег.

Представленные результаты получены в рамках выполнения базовой части государственного задания № 2014/133 (проект № 2839) и при поддержке гранта РФФИ (14-05-00092).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Near-Earth Object Program (NASA, JPL) // [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://neo.jpl.nasa.gov/>.
2. Kharif C., Pelinovsky E. Asteroid impact tsunamis // C.R. Physique. 2005. V. 6. P. 361–366.
3. Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A. Numerical modeling of marine target impacts // Solar Syst. Res. 2002. V. 36. №. 5. P. 417–430.

4. *Ward S.N., Asphaug E.* Asteroid impact tsunami: A probabilistic hazard assessment // *Icarus*. 2000. V. 145. № 1. P. 64–78.
5. *Hills J.G., Goda M.P.* Damage from comet-asteroid impacts with earth // *Physica D*. 1999. V. 133. P. 189–198.
6. *Ward S.N., Asphaug E.* Asteroid impact tsunami of 2880 March 16 // *Geophys. J. Int.* 2003. V. 153. P. F6–F10.
7. *Isvoranu D., Badescu V.* Hydrodynamics of tsunamis generated by asteroid impact in the Black Sea // *Cent. Eur. J. Phys.* 2012. V. 10. № 2. P. 429–446.
8. *Schuiling R.D., Cathcart R.B., Badescu V., Isvoranu D., Pelinovsky E.* Asteroid impact in the Black Sea. Death by drowning or asphyxiation? // *Nat. Hazards*. 2007. V. 40. № 2. P. 327–338.
9. *Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A.* Numerical modeling of marine target impacts // *Solar Syst. Res.* 2002. V. 36. № 5. P. 417–430.
10. *Shuvalov V.V., Trubetskaya I.A.* Numerical Modeling of the Formation of the Eltanin Submarine Impact Structure // *Solar Syst. Res.* 2007. V. 41. № 1. P. 56–64.
11. *Shuvalov V.V., Dypvik H., Kalleeson E., Setsa R., Riis F.* Modeling the 2.7 km in diameter, shallow marine Ritland Impact Structure // *Earth Moon Planets*. 2012. V. 108. P. 175–188.
12. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. Н. Новгород: Ин-т прикл. физики РАН, 1996. 276 с.
13. *Le M'ehaut'e B., Wang S.* Water Waves Generated by Underwater Explosion. Advanced Series on Ocean Engineering. V. 10. Singapore: World Scientific, 1996. 400 p.
14. *Torsvik T., Paris R., Didenkulova I., Pelinovsky E., Belousov A., Belousova M.* Numerical simulation of a tsunami event during the 1996 volcanic eruption in Karymskoye lake, Kamchatka, Russia // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 2010. V. 10. № 11. P. 2359–2369.
15. *Mirchina N.R., Pelinovsky E.N.* Estimation of Underwater Eruption Energy Based on Tsunami Wave Data // *Nat. Hazards*. 1988. V. 1. № 3. P. 277–283.
16. *Saito T., Kaiho K., Abe A., Katayama M., Takayama K.* Numerical simulations of hypervelocity impact of asteroid/comet on the Earth // *Int. J. Impact Eng.* 2006. V. 33. № 1. P. 713–722.
17. *Hirt C.W., Nichols B.D.* Volume of Fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys.* 1981. V. 39. P. 201–225.
18. *Issa R.I.* Solution of the implicitly discretized fluid flow equations by operator-splitting // *J. Comput. Phys.* 1986. V. 62. P. 40–65.
19. *Ferziger J.H., Peric M.* Computational Method for Fluid Dynamics. N.Y.: Springer-Verlag, 2002. 423 p.
20. *Жайнаков А.Ж., Курбаналиев А.Ы.* Верификация открытого пакета OpenFOAM на задачах прорыва дамб // *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20. № 4. С. 461–472.
21. *Mittal R., Iaccarino G.* Immersed boundary methods // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2005. V. 37. P. 239–261.
22. *Mohd-Yusof J.* Combined immersed-boundary/B-spline methods for simulations of flow in complex geometries // *Ann. Res. Briefs, Center Turbulence Res., University of Stanford, Stanford, CA*. 1997. P. 317–327.
23. *Posa A., Lippolis A., Verzicco R., Balaras E.* Large-eddy simulations in mixed-flow pumps using an immersed-boundary method // *Comput Fluids*. 2011. V. 47. № 1. P. 33–43.
24. *Волков К.Н., Дерюгин Ю.Н., Емельянов В.Н., Карпенко А.Г., Козелков А.С., Тетерина И.В.* Методы ускорения газодинамических расчетов на неструктурированных сетках. М.: Физматлит, 2013. 535 с.
25. *Betelin V.B., Shagaliev R.M., Aksenov S.V., Belyakov I.M., Deryugin Yu.N., Korchazhkin D.A., Kozelkov A.S., Nikitin V.F., Sarazov A.V., Zelenskiy D.K.* Mathematical simulation of hydrogen–oxygen combustion in rocket engines using LOGOS code // *Acta Astronaut.* 2014. V. 96. P. 53–64.
26. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
27. *Gisler G., Weaver R., Gittings M.* Calculations of Asteroid Impacts into Deep and Shallow Water // *Pure and Appl. Geophys.* 2011. V. 168. Iss. 6–7. P. 1187–1198.