

В заключение сформулируем основные результаты. Предложенная методика позволила выяснить распределение потока тепла в окрестности лунки и обнаружить его квазипериодические колебания. Подчеркнем, что для условий данного эксперимента уединенная лунка в течении типа пограничного слоя ($Re \sim 5 \cdot 10^4$) не увеличивает теплообмен по сравнению с гладкой поверхностью.

Авторы благодарят М. И. Рабиновича за полезные обсуждения, а П. Р. Громова и А. Б. Зобнина за помощь в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жукаускас А. А. Проблемы интенсификации конвективного теплопереноса // Теплообмен-VII: Проблемные докл. на VII Всесоюз. конф. по теплообмену. Ч. 1. Минск: ИТМО АН БССР, 1985. С. 16-41.
2. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. и др. Закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции. Диплом № 242 // Открытия, изобретения, пром. образцы, товарные знаки. 1981. № 35. С. 3.
3. Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К., Подымака Н. Ф., Хабенский В. Б. Самоорганизация вихревых структур при обтекании водой полусферической лунки // Докл. АН СССР. 1986. Т. 291. № 6. С. 1315-1318.
4. Громов П. Р., Зобнин А. Б., Рабинович М. И., Суцник М. М. Рождение уединенных вихрей при обтекании мелких сферических углублений // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 12. Вып. 21. С. 1323-1328.
5. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961. 312 с.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 711 с.
7. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1970. 539 с.

Горький

Поступила в редакцию
27.VI.1988

УДК 532.5.013.2:539.384

© 1989

ЕРОШИН В. А., ПЛЮСНИН А. В., СОЗОНЕНКО Ю. А.,
ЯКИМОВ Ю. Л.

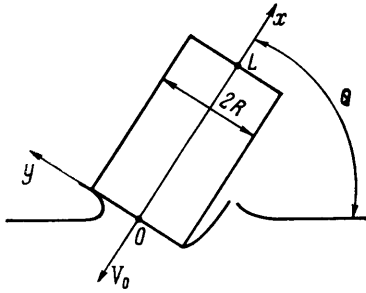
О МЕТОДИКЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЙ УПРУГОГО ЦИЛИНДРА ПРИ ВХОДЕ В ВОДУ ПОД УГЛОМ К СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Проникание абсолютно твердого цилиндра (диска) в воду под углом к свободной поверхности исследовалось в [1-4]. Методы исследования, используемые в этих работах, дают удовлетворительное представление о величине ударных нагрузок, действующих на смоченную поверхность (нижнее основание) проникающего цилиндра, и характере процессов, протекающих в жидкости.

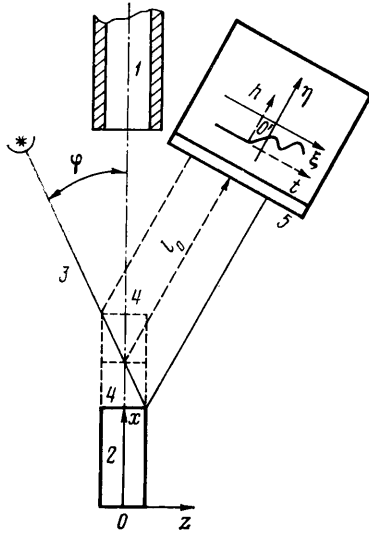
При быстром проникании в воду реального тела необходимо учитывать также упругие свойства его материала. Совместное численное решение задач гидродинамики и динамической теории упругости даже для такого тела, как сплошной круговой цилиндр, является довольно сложным. В данной работе показано, что для приближенного теоретического описания волновых процессов, протекающих в воде и твердом теле, эти задачи можно разделить.

При больших скоростях погружения до настоящего времени имелась возможность экспериментально исследовать лишь воздействие осевых ударных нагрузок на проникающее тело [5]. Предлагаемый ниже метод исследования изгибных колебаний позволяет определять углы поворота, амплитуду и период колебаний упругого цилиндра при проникании в воду под углом к свободной поверхности. Результаты измерений, полученные этим методом, сравниваются с численным решением уравнений изгибных колебаний балки Тимошенко [6] при условии нагружения одного из ее концов силами, действующими на диск при проникании в воду под углом к свободной поверхности.

1. Описание установки и методика экспериментов. Для исследования волновых процессов, протекающих в упругих стержнях, сплошные титановые модели цилиндрической формы диаметром 30 мм и длиной 60 и 120 мм разгонялись с помощью пневмопушки и под углом $\theta=60^\circ$ к свободной поверхности проникали в воду со скоростью порядка 200-300 м/с, при которой изгибные колебания можно зарегистриро-



Фиг. 1



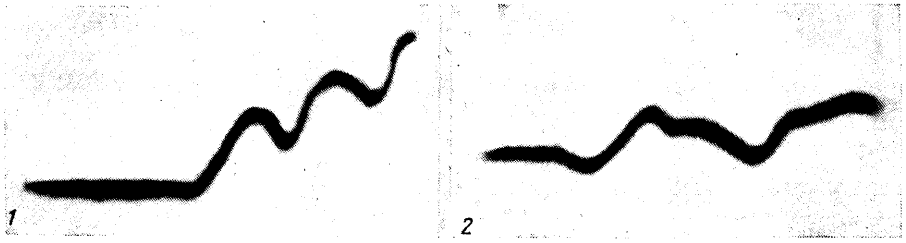
Фиг. 2

вать на осциллограмме (фиг. 1). В экспериментах измерялся угол поворота луча лазера, отраженного от верхнего (зеркального) основания модели. Схема измерительной системы (вид спереди) приведена на фиг. 2 (1 — ствол пушки, 2 — модель, 3 — падающий луч лазера, 4 — зеркало, 5 — экран). Для удобства при расшифровке записи осциллограмм падающий луч лазера располагался в плоскости xz , перпендикулярной вертикальной плоскости, и проходящей через ось канала ствола. На некотором расстоянии от поверхности воды модель, летящая со скоростью V_0 , входит в зону измерения, луч лазера, отражаясь от зеркала, попадает на полупрозрачный экран и описанная им линия регистрируется находящейся позади экрана фотокамерой.

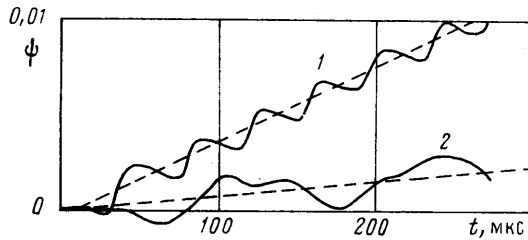
Если модель после выхода из канала ствола сохраняет первоначальную ориентацию, полученную при разгоне, точка падения лазерного луча перемещается вдоль диаметра верхнего (зеркального) основания, а отраженный луч пишет на экране прямую (нулевую) линию со скоростью развертки $v = 2V_0 \sin \varphi$, где φ — угол луча лазера с осью канала ствола. После удара о воду, когда возмущения, распространяющиеся по упругому цилиндру, достигнут поверхности зеркала, отраженный луч отклонится от нулевой линии, причем направление его отклонения, соответствующее повороту модели под действием момента гидродинамических сил, будет перпендикулярно нулевой линии. Интервал времени, в течение которого луч лазера следит за ориентацией модели, зависит от диаметра модели, ее скорости, угла лазера с осью канала ствола и приблизительно равен $T \approx 2R / (V_0 \operatorname{tg} \varphi)$.

Поступательное движение модели осуществляет развертку осциллограммы по времени в горизонтальном направлении, а поворот под действием момента гидродинамических сил — в вертикальном. При уменьшении начальной скорости проникания или относительной длины модели амплитуда изгибных колебаний уменьшается и может оказаться малой по сравнению со средним значением угла поворота модели. В этом случае осциллограмма будет описывать зависимость угла поворота модели от времени как абсолютно твердого тела.

При подготовке к экспериментам юстировка оптической системы проводилась, как правило, таким образом, чтобы в момент касания цилиндра с водой падающий луч лазера находился в центре зеркала модели, а отраженный — в центре экрана. Однако в связи с изменениями углов ориентации модели при ее движении в воздухе, носящими случайный характер, отраженный луч в момент касания модели с поверхностью воды не всегда попадает в центр экрана (при скорости модели порядка 200–300 м/с смещение луча лазера на экране за время пробега упругими волнами длины модели невелико и его можно не учитывать). По координатам точки (ξ, η) , соответствующей моменту касания модели с водой, можно определить ориентацию в момент начала взаимодействия. Вертикальное смещение η отраженного луча относительно центра экрана позволяет определить угол атаки модели $\alpha \approx \eta / (2l_0 \cos \varphi)$, а горизонтальное ξ — угол скольжения $\gamma \approx \xi / 2l$. Зная время полета модели в воздухе и величины α и γ , можно приблизительно оценить угловую скорость модели в момент касания с поверхностью воды. Следует подчеркнуть, что положение точки (ξ, η) осциллограммы на экране зависит лишь от поворота модели. Поступательное смещение, когда ось модели не совпадает с траекторией, но остается параллельной ей, может привести лишь к уменьшению длины осциллограммы на экране или изменению соотношения между длиной нулевой линии и остальной частью осциллограммы.



Фиг. 3



Фиг. 4

2. Расчет изгибных колебаний цилиндра. Рассмотрим наклонный вход в воду сплошного упругого цилиндра радиуса R и длины L (фиг. 1). Связанная с цилиндром инерциальная система координат xuz выбрана так, что оси y и z лежат в плоскости нижнего основания цилиндра, а ось x совпадает с осью цилиндра. Для приближенного описания волновых процессов, протекающих в цилиндре при наклонном проникании в воду, воспользуемся уравнениями балки Тимошенко [6]

$$EI \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \kappa \mu S \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \psi \right) - \rho I \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \kappa \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = 0$$

$$M = -EI \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad Q = \kappa \mu S \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \psi \right)$$

где x — координата поперечного сечения балки, t — время, $\psi(x, t)$ — угол поворота сечения по отношению к начальному положению (до удара), $w(x, t)$ — смещения частиц балки в поперечном направлении (вдоль оси y), $M(x, t)$ и $Q(x, t)$ — изгибающий момент и поперечная сила в сечении x , E и μ — продольный и сдвиговой модули упругости, $I = \pi R^4/4$ — центральный момент инерции поперечного сечения стержня, $S = \pi R^2$ — площадь поперечного сечения, ρ — плотность, $\kappa = 0,9524$ — коэффициент, зависящий от формы поперечного сечения балки [6].

До взаимодействия с водой балка находится в недеформированном состоянии, поэтому начальные условия имеют вид

$$\psi(x, 0) = \frac{\partial \psi(x, 0)}{\partial t} = w(x, 0) = \frac{\partial w(x, 0)}{\partial t} = 0 \quad (2.2)$$

Если пренебречь силами трения со стороны жидкости, воздействие жидкости на балку сведется к силам гидродинамического давления на нижнее основание. Поэтому граничные условия на нижнем и верхнем основаниях балки можно записать в виде

$$M(0, t) = M_z(t), \quad Q(0, t) = Q(L, t) = M(L, t) = 0 \quad (2.3)$$

где M_z — момент гидродинамических сил на нижнем основании балки.

Система уравнений (2.1)–(2.3) решалась численно методом конечных разностей по схеме второго порядка точности [7]. Зависимость $M_z(t)$ момента гидродинамических сил определялась по результатам экспериментов [2] при $\theta = 60^\circ$ для скоростей входа $V_0 = 192$ и 273 м/с и аппроксимировалась двумя дугами синусоиды.

3. Сравнение численных расчетов с экспериментальными данными. На фиг. 3 приведены осциллограммы зависимости амплитуды отклонения h луча лазера на

экране от времени, связанные с углом поворота вектора нормали к зеркалу модели в точке падения луча соотношением $\beta = h/2l \cos \varphi$, где l — текущее значение расстояния от зеркала модели до экрана. Верхняя осциллограмма 1 соответствует $L=60$ мм, $V_0=273$ м/с, нижняя 2 — $L=120$ мм, $V_0=192$ м/с, расстояние от зеркала модели до экрана в момент касания модели с поверхностью воды $l_0=1617$ мм, угол падающего луча лазера с осью канала ствола $\varphi=31,2^\circ$.

Сравнение экспериментальных (фиг. 3) и расчетных (фиг. 4) кривых обнаруживает несомненное сходство волновых картин. Штриховые линии, изображенные на фиг. 4, соответствуют повороту абсолютно твердого цилиндра под действием момента гидродинамических сил. Наклон штриховых линий определяет величину угловой скорости и соответствует значению суммарного момента гидродинамических сил. В количественном отношении результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом. Периоды колебаний и другие характерные времена отличаются от измеренных не более чем на 10%, амплитуды колебаний в точках максимума и минимума приблизительно в 1,3 раза выше, чем в эксперименте.

Приведенная методика исследования существенным образом расширяет возможности экспериментального изучения процесса проникания. Вместе со способом определения осевых ударных нагрузок [5] эти две методики позволяют составить довольно полное представление о характере волновых процессов, протекающих в цилиндрическом теле под действием импульсных нагрузок при ударе о воду и другие среды. Удовлетворительное согласование экспериментальных результатов с расчетными данными подтверждает теоретическую модель описания процессов, основанную на разделении задач гидродинамики и динамической теории упругости. Уравнения изгибных колебаний балки Тимошенко позволяют установить простую связь между гидродинамическими ударными нагрузками на нижнем основании цилиндра и перемещениями, которые регистрируются на его верхнем основании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шорыгин О. П., Шульман Н. А. Вход в воду диска с углом атаки // Уч. зап. ЦАГИ, 1977. Т. 8. № 1. С. 12—21.
2. Осьминин Р. И. Измерение коэффициента момента силы, действующей на изолированный диск при погружении его под углом к свободной поверхности воды // Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1741. С. 19—23.
3. Алев Г. А. Пространственная задача о погружении диска в сжимаемую жидкость // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 17—20.
4. Ерошин В. А. Погружение диска в сжимаемую жидкость под углом к свободной поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 2. С. 142—144.
5. Ерошин В. А., Романенков Н. И., Серебряков И. В., Якимов Ю. Л. Гидродинамические силы при ударе тупых тел о поверхность сжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 6. С. 44—51.
6. Тимошенко С. П. Статические и динамические проблемы теории упругости. Киев: Наук. думка, 1975. 562 с.
7. Годунов С. Н., Рябенкий В. С. Разностные схемы. Введение в теорию. М., 1973. 400 с.

Москва

Поступила в редакцию
10.VIII.1988

УДК 532.516.5

© 1989

ВОИНОВ О. В., ПЕТРОВ А. Г., ШРАГЕР Г. Р.

О МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ ВНУТРИ ЖИДКОЙ КАПЛИ, ОБТЕКАЕМОЙ ГАЗОМ

Предлагается аналитическая модель расчета внутреннего течения в капле. Расчетная модель проверяется с помощью численного решения точной краевой задачи для уравнений Навье — Стокса.

1. Задача стационарного обтекания вязкой сферической капли характеризуется тремя безразмерными параметрами [1, 2]

$$\text{Re}_1 = \frac{2av_\infty}{\nu_1}, \quad \text{Re}_2 = \frac{2av_\infty}{\nu_2}, \quad \mu = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (1)$$

где a — радиус капли, v_∞ — скорость обтекания капли, ν_1, μ_1 — соответственно кинематическая и динамическая вязкости жидкости внутри капли, соответствующие характеристики жидкости вне капли снабжены индексом 2.

При рассмотрении движения жидких капель в газе целесообразно ввести вме-