браны тренировочные данные и произведена классификация оставшихся композиций. В результате работы приложения был получен следующий результат: все музыкальные файлы были распределены по жанрам верно с достаточно высокими вероятностями. Причем процент соответствия тому или иному жанру превышал 70 %, а среднее значение составило порядка 90 %. Такие результаты работы программы позволяют говорить о высокой степени эффективности полученного метода для решения задачи классификации звуковых данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработано и реализовано приложение для классификации звуковых данных с помощью метода опорных векторов. Приложение позволяет классифицировать произвольные аудиоданные (музыкальные композиции, речевые записи и др.), основываясь только лишь на содержимом аудиосигнала.

Приложение предназначено для использования конечным пользователем и позволяет классифицировать большие объемы неупорядоченных аудиоданных.

Проведены исследования, показывающие способность построенного метода классифицировать звуковые данные с достаточно высокой степенью точности.

Литература

1. Интернет-адрес: http://www.cise.ufl.edu/class/cis4930sp11dtm/notes/intro_svm_new.pdf.
2. *Авдеев Л. В.* Математическая модель восприятия звукорядов. Препринт Р5-90-4 Объединенного Института Ядерных Исследований – Дубна, 1990.

АЛГОРИТМЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ КАПИЛЛЯРНОЙ ГИДРОСТАТИКИ С НЕРЕГУЛЯРНЫМИ УСЛОВИЯМИ КОНТАКТА

Ю. Н. Горбачева

В работе рассматриваются сплайн-схема и схема конечных элементов численного решения задач капиллярной гидростатики с нерегулярными условиями контакта. Конструкция сплайн-схемы базируется на аппроксимации свободной поверхности параметрическими кубическими сплайнами, точно удовлетворяющими дифференциальной задаче в узлах сетки. Схема конечных элементов строится на основании вариационного принципа минимума полной энергии свободной поверхности. Схемы апробированы на известной задаче капиллярной гидростатики о жидкой перемычке, свободная поверхность которой опирается на кромки двух вертикальных коаксиальных цилиндров одинакового радиуса [1].

СПЛАЙН-СХЕМА

Рассмотрим жидкую перемычку высотой H, свободная поверхность которой опирается на кромки двух торцевых стенок вертикальных коаксиальных цилиндров одинакового радиуса R_0. Будем считать, что в невозмущенном состоянии жидкая зона имеет форму кругового цилиндра объемом $V = \pi R_0^2 H$. Примем радиус R_0 за единицу длины и сформулируем осесимметричную задачу о равновесной форме свободной поверхности жидкости в безразмерных переменных. Для этого введем безразмерные цилиндрические координаты r и z так, чтобы ось z совпала с осью симметрии, и направим её противоположно вектору ускорения свободного падения. Совместим начало координат с центром торцевой стенки нижнего цилиндра. Обозначим через s безразмерную длину дуги искомой равновесной линии, изменяющуюся от $s=0$ в точке контакта меридиана с плоскостью $z=0$ до $s=L$ в точке контакта меридиана с плоскостью $z=b$, где $b = H / R_0$.

Форму равновесной линии меридиана будем описывать параметрическими функциями $r(s)$, $z(s)$, удовлетворяющими уравнениям Юнга-Лапласа [1]: $r'' = -z'F$, $z'' = r'F$, $0 \le s \le L$, где $' = d/ds$; $F = f + C_f$; $f = -\mathrm{Bo}\, z - z' / r$; $\mathrm{Bo} = \rho g R_0^2 / \sigma$ – число Бонда; C_f – неопределенная константа; ρ – плотность жидкости; g – ускорение свободного падения; σ – коэффициент поверхностного натяжения. Дифференциальные уравнения дополняются краевыми условиями: $r(0)=1$, $z(0)=0$, $r(L)=1$, $z(L)=b$. Математическая модель задачи замыкается интегральным условием, связывающим решение с высотой перемычки $b = \int_0^L z' r^2 ds$.

Замена переменных $\bar{s} = s / L$, $\bar{z} = z / L$, $\bar{r} = r / L$ позволяет получить явную формулу для L и проводить вычисления на фиксированном промежутке [0, 1]. В новых переменных задача принимает вид

$$\bar{r}'' = -\bar{z}'\bar{F}, \quad \bar{z}'' = \bar{r}'\bar{F}, \quad 0 \le \bar{s} \le 1, \quad \bar{F} = \bar{f} + \bar{C}_f, \quad \bar{f} = -\mathrm{Bo} L^2 \bar{z} - \bar{z}'/\bar{r};$$

$$\bar{r}(0) = 1/L, \quad \bar{z}(0) = 0, \quad \bar{r}(1) = 1/L, \quad \bar{z}(1) = b/L; \quad L = \left(b \Big/ \int_0^1 \bar{z}' \bar{r}^2 d\bar{s} \right)^{1/3}; \quad (1)$$

$$\bar{C}_f = \left[\left(\bar{r}'_N + b\bar{z}'_N - \bar{r}'_0 \right)/L - \int_0^1 \bar{f} \left(\bar{z}\bar{r}' - \bar{r}\bar{z}' \right) d\bar{s} - 1 \right] \Big/ \int_0^1 \left(\bar{z}\bar{r}' - \bar{r}\bar{z}' \right) d\bar{s}.$$

Задача (1) решается численно на равномерной сетке $\overline{s}_i = ih$, $i = \overline{0, N}$, $h = 1/N$ с помощью итерационной сплайн-схемы

$$\begin{cases} A_i^n \overline{r}_{i-1}^{n+1} - C_i^n \overline{r}_i^{n+1} + B_i^n \overline{r}_{i+1}^{n+1} = (1-\tau)\left(A_i^n \overline{r}_{i-1}^n - C_i^n \overline{r}_i^n + B_i^n \overline{r}_{i+1}^n\right) + \tau \Phi_{1,i}^n, \\ i = \overline{1, N-1}; \quad \overline{r}_0^{n+1} = 1/L^n, \quad \overline{r}_N^{n+1} = 1/L^n; \end{cases} \tag{2}$$

$$\begin{cases} A_i^n \overline{z}_{i-1}^{n+1} - C_i^n \overline{z}_i^{n+1} + B_i^n \overline{z}_{i+1}^{n+1} = (1-\tau)\left(A_i^n \overline{z}_{i-1}^n - C_i^n \overline{z}_i^n + B_i^n \overline{z}_{i+1}^n\right) + \tau \Phi_{2,i}^n, \\ i = \overline{1, N-1}; \quad \overline{z}_0^{n+1} = 0, \quad \overline{z}_N^{n+1} = b/L^n, \end{cases} \tag{3}$$

описанной в работе [2]. Здесь n – номер итерации; τ – параметр релаксации;

$$A_i = \left(1 + \rho_{i-1}^2\right)\left(c_{i+1}^2 + d_{i+1}^2\right) + \psi_i^+; \; B_i = \left(1 + \rho_{i+1}^2\right)\left(c_i^2 + d_i^2\right) + \psi_i^+; \; C_i = A_i + B_i;$$

$$\Phi_{1,i} = \varphi_i\left(\overline{z}_{i+1} - \overline{z}_{i-1}\right) - \psi_i^-\left(\overline{r}_{i-1} - 2\overline{r}_i + \overline{r}_{i+1}\right); \; c_i = 2/3\left(\rho_i - \rho_{i-1}\right); \; d_i = 1 + \rho_{i-1}\rho_i/3;$$

$$\rho_i = hF_i/2; \; \Phi_{2,i} = -\varphi_i\left(\overline{r}_{i+1} - \overline{r}_{i-1}\right) - \psi_i^-\left(\overline{z}_{i-1} - 2\overline{z}_i + \overline{z}_{i+1}\right);$$

$$\varphi_i = (d_i - \rho_{i-1}c_i)(c_{i+1} - \rho_{i+1}d_{i+1}) - (c_i + \rho_{i-1}d_i)(d_{i+1} + \rho_{i+1}c_{i+1});$$

$$\psi_i = (d_i - \rho_{i-1}c_i)(d_{i+1} + \rho_{i+1}c_{i+1}) + (c_i + \rho_{i-1}d_i)(c_{i+1} - \rho_{i+1}d_{i+1}); \; \psi_i^{\pm} = 0.5\left(\psi_i \pm |\psi_i|\right).$$

Реализация итерационной сплайн-схемы на каждой итерации сводится к решению систем линейных алгебраических уравнений (2) и (3).

СХЕМА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Дифференциальное уравнение свободной поверхности получим из вариационного принципа минимума полной энергии $E = \int_s 1 ds + \mathrm{Bo}\int_\Omega z d\Omega$ при условии сохранения объема (условия связи) $\pi b = \int_\Omega 1 d\Omega$, где $E = \tilde{E}/\sigma R_0^2$ – обезразмеренная по радиусу R_0 энергия; s – безразмерная свободная поверхность; Ω – область, заполненная жидкостью.

Представим свободную поверхность s в сферических координатах $(x, y, z) = u(\theta)(\cos\varphi\sin\theta, \sin\varphi\sin\theta, -\cos\theta)$, $\theta \in [\theta_0, \pi/2]$, $\varphi \in [0, 2\pi]$, где $u(\theta)$ – расстояние от точки (x, y, z) на поверхности s до начала координат; θ – угол между осью z (осью симметрии) и отрезком, соединяющим начало координат с точкой (x, y, z); $\theta_0 = \mathrm{arctg}(1/b)$.

Функцию $u : [\theta_0, \pi/2] \to \mathbf{R}$, удовлетворяющую условиям $u(\pi/2) = 1$ и $u(\theta_0) = \sqrt{1 + b^2}$, ищем в подходящем функциональном пространстве W. Полагаем $W_0 = \{v \in W : v(\theta_0) = v(\pi/2) = 0\}$. В сферических координатах энергетический функционал и условие связи имеют вид

$E = 2\pi\int_{\theta_0}^{\pi/2}\left(u\sqrt{u'^2+u^2} - \mathrm{Bo}u^4\cos\theta/4\right)\sin\theta\,d\theta$, $b = \int_{\theta_0}^{\pi/2} u^3\sin\theta d\theta$. Применяя метод неопределенных множителей Лагранжа, приходим к задаче: для заданных b и Bo найти $(u,\lambda)\in W\times\mathbf{R}$ с $u(\theta_0)=\sqrt{1+b^2}$ и $u(\pi/2)=1$, такие что

$$a((u,\lambda);(v,\mu)) = b((v,\mu)) \text{ для всех } (v,\mu)\in W_0\times\mathbf{R},$$

где $b((v,\mu)) := \mu b$;

$$a((u,\lambda);(v,\mu)) := \int_{\theta_0}^{\pi/2}\left\{\frac{uu'v' + (2u^2+u'^2)v}{\sqrt{u'^2+u^2}} - \mathrm{Bo}u^3v\cos\theta + \lambda u^2 v + \mu u^3\right\}\sin\theta d\theta.$$

Используя подставку $(v,\mu)=(v,0)$, получаем для всех $v\in W_0$

$$\int_{\theta_0}^{\pi/2}\left\{\frac{uu'v' + (2u^2+u'^2)v}{\sqrt{u'^2+u^2}} - \mathrm{Bo}u^3v\cos\theta + \lambda u^2 v\right\}\sin\theta d\theta = 0. \qquad (4)$$

Подставляя $(v,\mu)=(0,1)$, получаем условие на сохранение высоты

$$\int_{\theta_0}^{\pi/2} u^3\sin\theta d\theta = b \qquad (5)$$

Для аппроксимации задачи (4), (5) используется метод конечных элементов с непрерывными, кусочно-линейными функциями на равномерной сетке $\theta_i = \theta_0 + ih$, $i=\overline{1,N}$, $h=(\pi/2-\theta_0)/N$, $\theta_0 = \mathrm{arctg}(1/b)$. Пусть $I_i = (\theta_{i-1},\theta_i)$ – элемент, $\mathbf{P_1}$ – пространство полиномов степени меньше или равной 1. Вводятся пространства $W_h = \{v_h\in H^1(\theta_0,\pi/2): v_h|_{I_i}\in\mathbf{P_1}\}$, $W_{0h} = \{v_h\in W_h: v_h(\theta_0)=v_h(\pi/2)=0\}$. Приближенное решение задачи ищется в виде $u_h(\theta)=\sum_{i=0}^{N}u_i\Phi_i(\theta)$, $u_0=\sqrt{1+b^2}$, $u_N=1$, где $\Phi_i\in W_h$, $i=\overline{0,N}$, $\Phi_i(\theta_j)=\delta_{ij}$, $i,j=\overline{0,N}$. Интегралы, входящие в уравнения (4), (5), разбиваются на сумму интегралов по элементам и на каждом элементе аппроксимируются по квадратурной формуле трапеций. В результате получается дискретная задача: для заданных b и Bo найти $(u_h,\lambda_h)\in W_h\times\mathbf{R}$ с $u_h(\theta_0)=\sqrt{1+b^2}$ и $u_h(\pi/2)=1$, такие что

$$a_h((u_h,\lambda_h);(v_h,\mu)) = b((v_h,\mu)) \text{ для всех } (v_h,\mu)\in W_{0h}\times\mathbf{R}.$$

Подставляя $v_h=\Phi_i$, $i=\overline{1,N-1}$, получаем нелинейную алгебраическую систему уравнений с неизвестными u_i, $i=\overline{1,N-1}$ и λ_h. Полученная алгебраическая система решается методом Ньютона.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты осуществлялись на равномерной сетке с числом разбиений $N = 500$ для различных чисел Бонда. Известно, что существование равновесных состояний жидкой перемычки ограничено безразмерными значениями высоты $b < b_{cr}$, а при $b = b_{cr}$ наступает кризис равновесия – перемычка разрывается. Полагалось, что значение безразмерной высоты превышает критическое, если при этом итерации расходились. Критические значения b_{cr} уточнялись по методу дихотомии.

Сравнение численных результатов, полученных с помощью сплайн-схемы и схемы конечных элементов, с известными данными теории устойчивости равновесных капиллярных поверхностей [1] показало, что кризис вычислительного процесса происходит при тех же b_{cr}, что и разрушение равновесных форм, при этом результаты, полученные с помощью сплайн-схемы, оказались более точными. Анализ численных результатов позволяет сделать вывод, что обе схемы имеют второй порядок точности.

Таким образом, и сплайн-схема, и схема конечных элементов адекватно реагируют на кризис равновесного состояния и могут использоваться для моделирования равновесных форм капиллярных поверхностей с нерегулярными условиями контакта.

Литература

1. *Мышкис А. Д., Бабский В. Г., Жуков М. Ю., Копачевский Н. Д., Слобожанин Л. А., Тюпцов А. Д.* Методы решения задач гидромеханики для условий невесомости / Под ред. А. Д. Мышкиса. Киев «Наукова думка», 1992.
2. *Горбачева Ю. Н., Полевиков В. К.* Численное решение задачи об устойчивости жидкой перемычки между коаксиальными цилиндрами // Информатика. 2013. № 4. Р. 36–44.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ DOTNETNUKE В РАЗРАБОТКЕ И СОПРОВОЖДЕНИИ ОТКРЫТОГО И ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ

О. В. Горовцова

Важной составляющей процесса внедрения информационно-коммуникационных технологий в образование является выбор программных средств. Выбор этих средств часто связан с определенными трудностями, так как программное обеспечение представлено множеством решений, имеющих свои особенности, не позволяющие применять их повсеместно и универсально. Поэтому в области информатизации образования необходимо вести исследования и устанавливать, какие про-