

Член-корреспондент АН СССР А. А. САМАРСКИЙ

**О ВЫБОРЕ ИТЕРАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ
В МЕТОДЕ ПЕРЕМЕННЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ДЛЯ РАЗНОСТНОЙ
ЗАДАЧИ ДИРИХЛЕ ПОВЫШЕННОГО ПОРЯДКА ТОЧНОСТИ**

Рассматривается разностная задача Дирихле повышенного порядка точности $O(|h|^4)$ или $O(h^6)$ при $h_1 = h_2 = h$ для уравнения Пуассона в прямоугольнике. Для ее решения предлагается итерационный метод переменных направлений с двумя наборами параметров $\{\tau_s\}$ и $\{\omega_s\}$. Минимаксная задача о выборе оптимальных параметров сводится к задаче, решенной Жорданом (1). При таком выборе параметров число итераций для схемы $O(|h|^4)$ увеличивается по сравнению со схемой $O(|h|^2)$ незначительно (не более чем на 10% при $h_1 = h_2 = h < l/10$ в случае квадрата со стороной l).

1. Рассмотрим схему повышенного порядка точности на прямоугольной сетке $\omega_h = \{(i_1 h_1, i_2 h_2), i_\alpha = 0, 1, \dots, N_\alpha, h_\alpha = l_\alpha / N_\alpha, \alpha = 1, 2\}$ (обозначения см. (3)).

$$\Lambda' y = (\Lambda_1 + \Lambda_2 + 1/12(h_1^2 + h_2^2) \Lambda_1 \Lambda_2) y = -\varphi(x), \quad x \in \omega_h, \quad y|_{\gamma_h} = \mu(x), \quad (1)$$

(где $\omega_h = \{(i_1 h_1, i_2 h_2), 0 < i_\alpha < N_\alpha, \alpha = 1, 2\}$, γ_h — множество граничных узлов), соответствующее задаче Дирихле для уравнения Пуассона в прямоугольнике $\bar{G} = (0 \leq x_1 \leq l_1, 0 \leq x_2 \leq l_2)$:

$$\Delta u = -f(x), \quad x = (x_1, x_2), \quad 0 < x_\alpha < l_\alpha, \quad \alpha = 1, 2; \quad u|_\Gamma = \mu(x). \quad (2)$$

Здесь $\Lambda_\alpha u = u \bar{x}_\alpha x_\alpha$, $\varphi = f + 1/12 h_1^2 \Lambda_1 f + 1/12 h_2^2 \Lambda_2 f$, Γ — граница прямоугольника. Схема (1) имеет точность $O(|h|^4)$, $|h|^2 = h_1^2 + h_2^2$, а при $h_1 = h_2 = h$ и соответствующем φ — точность $O(h^6)$. Для ее решения в (2-4) были предложены схемы переменных направлений с циклическим набором параметров $\{\tau_s\}$. Однако, как следует из (1), циклический набор параметров не является оптимальным даже в случае схем $O(|h|^2)$.

2. Для решения задачи (1) предлагается следующая схема переменных направлений с двумя наборами параметров $\{\tau_s\}$ и $\{\omega_s\}$:

$$\begin{aligned} (E - (\tau_s - \kappa_1) \Lambda_1) y^{s+1/2} &= (E + (\tau_s + \kappa_2) \Lambda_2) y^s + (\tau_s - \kappa_1) \varphi; \\ y^{s+1/2} &= \bar{\mu} \quad \text{при } x_1 = 0, l_1; \quad 0 < x_2 < l_2; \quad \bar{\mu} = \mu + (\kappa_1 + \kappa_2) \Lambda_2 \mu; \\ (E - (\omega_s - \kappa_2) \Lambda_2) y^{s+1} &= (E + (\omega_s + \kappa_1) \Lambda_1) y^{s+1/2} + (\omega_s + \kappa_1) \varphi; \\ y^{s+1} &= \mu(x) \quad \text{при } x_2 = 0, l_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\kappa_\alpha = 1/12 h_\alpha^2$, $\alpha = 1, 2$, E — единичный оператор ($Ey = y$).

Если уравнение (1) записать в матричной форме, то краевые условия на γ_h будут однородными, $y|_{\gamma_h} = 0$, а правая часть φ в (3) заменится функцией $\tilde{\varphi}$, которая отличается от φ только в пограничных узлах:

$$\tilde{\varphi} = \varphi \quad \text{при } h_\alpha < x_\alpha < l_\alpha - h_\alpha, \quad \alpha = 1, 2;$$

$$\tilde{\varphi} = \varphi + \frac{1}{h_\alpha^2} (\mu^{-1\alpha}) + (\kappa_1 + \kappa_2) \Lambda_\beta \mu \quad \text{при } x_\alpha = h_\alpha, \quad \alpha \neq \beta, \quad \alpha, \beta = 1, 2;$$

$$\tilde{\varphi} = \varphi + \frac{1}{h_\alpha^2} (\mu^{+1\alpha}) + (\kappa_1 + \kappa_2) \Lambda_\beta \mu \quad \text{при } x_\alpha = l_\alpha - h_\alpha, \quad \alpha \neq \beta, \quad \alpha, \beta = 1, 2.$$

Тогда будут ставиться однородные краевые условия:

$$y = y' = y'' = 0 \quad \text{при } x \in \gamma_h,$$

а в уравнениях (3) вместо φ надо написать $\tilde{\varphi}$.

Оптимальный набор параметров $\{\tau_s\}$ и $\{\omega_s\}$ находится по методу Жордана (1) для операторов $-A_\alpha$ ($\alpha = 1, 2$), наименьшие и наибольшие собственные значения которых определяются по формулам

$$\tilde{a}_\alpha = \frac{a_\alpha}{1 - h_\alpha \kappa_\alpha}, \quad \tilde{b}_\alpha = \frac{b_\alpha}{1 - b_\alpha \kappa_\alpha}, \quad \text{где } a_\alpha = \frac{4}{h_\alpha^2} \sin^2 \frac{\pi h_\alpha}{2l_\alpha}, \quad b_\alpha = \frac{4}{h_\alpha^2} \cos^2 \frac{2\pi h_\alpha}{2l_\alpha}. \quad (4)$$

3. Перейдем к обоснованию предложенного метода. Рассмотрим операторное уравнение

$$A'v = \varphi, \quad A' = A_1 + A_2 - (\kappa_1 + \kappa_2)A_1A_2, \quad \kappa_1 > 0, \quad \kappa_2 > 0, \quad (5)$$

где A_1 и A_2 — линейные операторы, заданные на конечномерном линейном пространстве H со скалярным произведением (\cdot, \cdot) и $\varphi \in H$.

Предположим, что:

I. A_1 и A_2 — положительные, самосопряженные операторы с границами a_1, b_1 и a_2, b_2 соответственно, так что $a_\alpha E \leq A_\alpha \leq b_\alpha E$ ($a_\alpha > 0$), $\alpha = 1, 2$ или $a_\alpha(x, x) \leq (A_\alpha x, x) \leq b_\alpha(x, x)$ для всех $x \in H$.

II. $\kappa_\alpha < \frac{1}{b_\alpha}$, так что существуют положительно определенные операторы $(E - \kappa_\alpha A_\alpha)^{-1}$, $\alpha = 1, 2$.

III. Операторы A_1 и A_2 перестановочны, $A_1A_2 = A_2A_1$.

Л е м м а 1. Если выполнены условия I и II, то оператор

$$\tilde{A}_\alpha = (E - \kappa_\alpha A_\alpha)^{-1} A_\alpha \quad (\alpha = 1, 2) \quad (6)$$

имеет границы \tilde{a}_α и \tilde{b}_α , определяемые формулами

$$\tilde{a}_\alpha = \frac{a_\alpha}{1 - \kappa_\alpha a_\alpha}, \quad \tilde{b}_\alpha = \frac{b_\alpha}{1 - \kappa_\alpha b_\alpha}, \quad \alpha = 1, 2. \quad (7)$$

Представим \tilde{A}_α в виде $\tilde{A}_\alpha = (A_\alpha^{-1} - \kappa_\alpha E)^{-1}$. Из условия $a_\alpha E \leq A_\alpha \leq b_\alpha E$, в силу самосопряженности A_α , A_α^{-1} и $A_\alpha^{-1} - \kappa_\alpha E > 0$, следует, что $\frac{1}{b_\alpha} E \leq A_\alpha^{-1} \leq \frac{1}{a_\alpha} E$, $(\frac{1}{b_\alpha} - \kappa_\alpha) E \leq A_\alpha^{-1} - \kappa_\alpha E \leq (\frac{1}{a_\alpha} - \kappa_\alpha) E$; так как

$\kappa_\alpha < \frac{1}{b_\alpha}$, то $\tilde{a}_\alpha E \leq \tilde{A}_\alpha = (A_\alpha^{-1} - \kappa_\alpha E)^{-1} \leq \tilde{b}_\alpha E$. Лемма доказана.

Отметим, что лемма верна для неперестановочных операторов A_1 и A_2 , заданных на гильбертовом пространстве любого числа измерений.

Т е о р е м а. Если выполнены условия I — III, то уравнение (5) эквивалентно уравнению

$$(\tilde{A}_1 + \tilde{A}_2)v = \tilde{\varphi}, \quad \tilde{\varphi} = (E - \kappa_1 A_1)^{-1}(E - \kappa_2 A_2)^{-1}\varphi, \quad (8)$$

где \tilde{A}_1 и \tilde{A}_2 определяются согласно (6) и являются самосопряженными положительными операторами с границами \tilde{a}_1, \tilde{b}_1 и \tilde{a}_2, \tilde{b}_2 .

В самом деле, (5) можно переписать в виде

$$A_1(E - \kappa_2 A_2)v + (E - \kappa_1 A_1)A_2v = \varphi. \quad (8')$$

Применяя к (8') оператор $(E - \kappa_1 A_1)^{-1}(E - \kappa_2 A_2)^{-1}$ и учитывая перестановочность всех операторов, получим (8). Обратный ход рассуждений очевиден.

Итак, решение уравнения (5) сведено к решению уравнения (8) с перестановочными, самосопряженными и положительными операторами

\bar{A}_1 и \bar{A}_2 ; собственные значения операторов \bar{A}_1 и \bar{A}_2 принадлежат отрезкам $[\tilde{a}_1, \tilde{b}_1]$, $[\tilde{a}_2, \tilde{b}_2]$.

Итерационная схема переменных направлений для решения уравнения (8) рассматривалась в (1), где, в частности, приведем принадлежащий Жордану способ выбора оптимальных (точнее, практически оптимальных) итерационных параметров $\{\tau_s\}$, $\{\omega_s\}$. Напишем соответствующую схему (1)

$$(E + \tau_s \bar{A}_1)(E + \omega_s \bar{A}_2)^{s+1} y = (E - \omega_s \bar{A}_1)(E - \tau_s \bar{A}_2)^s y + (\tau_s + \omega_s) \varphi.$$

Применим к обеим частям этого уравнения оператор $(E - \kappa_1 A_1)(E - \kappa_2 A_2)$ и учтем, что все операторы перестановочны и $(E - \kappa_1 A_1)(E + \tau_s \bar{A}_1) = E - \kappa_1 A_1 + \tau_s(E - \kappa_1 A_1)\bar{A}_1 = E + (\tau_s - \kappa_1)A_1$, $(E - \kappa_1 A_1) \times (E - \omega_s \bar{A}_1) = E - (\omega_s - \kappa_1)A_1$ и т. д. В результате получим схему

$$\begin{aligned} & (E + (\tau_s - \kappa_1) A_1)(E + (\omega_s - \kappa_2) A_2)^{s+1} y = \\ & = (E - (\omega_s + \kappa_1) A_1)(E - (\tau_s + \kappa_2) A_2)^s y + (\tau_s + \omega_s) \varphi. \end{aligned} \quad (9)$$

Записывая ее в каноническом виде

$$(E + (\tau_s - \kappa_1) A_1)(E + (\omega_s - \kappa_2) A_2) \frac{y^{s+1} - y^s}{\tau_s + \omega_s} + A' y^s = \varphi,$$

убеждаемся в том, что она точно аппроксимирует (4) на решении v . Схему (9) реализуем при помощи алгоритма

$$(E + (\tau_s - \kappa_1) A_1)^{s+1/2} y = (E - (\tau_s + \kappa_2) A_2)^s y + (\tau_s - \kappa_1) \varphi, \quad (10)$$

$$(E + (\omega_s - \kappa_2) A_2) y = (E - (\omega_s + \kappa_1) A_1)^{s+1/2} y + (\omega_s + \kappa_1) \varphi.$$

Эквивалентность (9) и (10) доказывается по аналогии с (5). Из (10) находим

$$\begin{aligned} (\omega_s + \tau_s) y^{s+1/2} & = (\omega_s + \kappa_1)(E - (\tau_s + \kappa_2) A_2)^s y + \\ & + (\tau_s - \kappa_1)(E + (\omega_s - \kappa_2) A_2)^{s+1} y. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получим (9). Обратный ход рассуждений очевиден.

Заметим, что все предыдущие рассуждения сохраняют силу и в случае абстрактного гильбертова пространства H , если A_1 и A_2 удовлетворяют условиям I—III.

Полученные в этом пункте результаты, очевидно, применимы не только для задачи Дирихле (1), но и для других задач, приводящих к уравнению вида (5).

4. Обратимся теперь к схеме повышенного порядка точности (1). В этом случае

$$A_\alpha = -\Lambda_\alpha, \quad \kappa_\alpha = 1/12 h_\alpha^2, \quad a_\alpha = \frac{4}{h_\alpha^2} \sin^2 \frac{\pi h_\alpha}{2l_\alpha}, \quad b_\alpha = \frac{4}{h_\alpha^2} \cos^2 \frac{\pi h_\alpha}{2l_\alpha}, \quad \alpha=1, 2.$$

Если для y мы хотим поставить обычные условия на γ_h , то следует использовать уравнение (11) при $x_1 = 0$, l_1 . В самом деле, полагая в (11) $y^s = y^{s+1} = \mu$, $x \in \gamma_h$, получаем

$$y^{s+1/2} = \bar{\mu}, \quad \bar{\mu} = \mu + (\kappa_1 + \kappa_2) \Lambda_2 \mu \quad \text{при } x_1 = 0, l_1, \quad 0 < x_2 < l_2.$$

Порядок счета: 1) вычисляются \tilde{a}_α и \tilde{b}_α ; 2) по \tilde{a}_α , \tilde{b}_α согласно (1) находятся параметры $\{\tau_s\}$ и $\{\omega_s\}$, соответствующие схеме (8); 3) после

этого методом прогонки решается система (3) (ее разрешимость следует из того, что $A_\alpha > 0$, $\tau_s > 0$, $\omega_s > 0$).

В (4) получена приближенная формула для числа итераций $v(\varepsilon)$, обеспечивающих точность $\varepsilon > 0$. Для задачи (5) она имеет вид

$$\tilde{v}(\varepsilon) \doteq \frac{1}{\pi^2} \ln \frac{4}{\tilde{\eta}} \ln \frac{4}{\varepsilon}, \quad (12)$$

где

$$\tilde{\eta} = \frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}}, \quad \tilde{\xi} = \sqrt{\frac{(\tilde{b}_1 - \tilde{a}_1)(\tilde{b}_2 - \tilde{a}_2)}{(\tilde{b}_1 + \tilde{a}_2)(\tilde{b}_2 + \tilde{a}_1)}}.$$

Пользуясь этой формулой, нетрудно сравнить числа итераций для пятиточечной схемы второго порядка точности ($v(\varepsilon)$) и для схемы повышенного порядка точности ($\tilde{v}(\varepsilon)$). Из (12) видно, что $\frac{\tilde{v}(\varepsilon)}{v(\varepsilon)} \doteq \ln \frac{4}{\tilde{\eta}} / \ln \frac{4}{\eta}$, где η определяется по тем же формулам, что и $\tilde{\eta}$, если заменить в них \tilde{a}_α на a_α и \tilde{b}_α на b_α . Приведем результаты сравнения для случая квадрата со стороной $l_1 = l_2 = 1$ и квадратной сетки $h_1 = h_2 = h$ ($\tilde{\eta} = \tilde{a}/\tilde{b}$, $\eta = a/b$, $a_1 = a_2 = a$, $b_1 = b_2 = b$)

$$\frac{\tilde{v}}{v} \doteq \begin{cases} 1,1 & \text{при } h = 0,1. \\ 1,05 & \text{при } h = 0,02. \\ 1,04 & \text{при } h = 0,01. \end{cases}$$

Объем вычислений на каждую итерацию для обеих схем практически одинаков, а различие в числе итераций незначительно. Так как схема повышенного порядка точности позволяет пользоваться более грубой сеткой для достижения заданной точности, то ее применение особенно выгодно в тех случаях, когда решение $u = u(x)$ задачи (2) обладает достаточной гладкостью.

Поступило
11 XII 1967

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ E. L. Washpress, J. Soc. Industr. and Appl. Math., 11, № 3, 994 (1963).
² А. А. Самарский, В. Б. Андреев, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., 3, № 6, 1006 (1963). ³ А. А. Самарский, В. Б. Андреев, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., 4, № 6, 1025 (1964). ⁴ В. А. Енальский, Тр. Матем. инст. им. В. А. Стеклова АН СССР, 74, 86 (1966). ⁵ А. А. Самарский, Журн. вычислит. матем. и матем. физ., 6, № 4, 665 (1966).