∞. Пространство $L_\infty(\Omega)$ этими свойствами не обладает. Тем не менее утверждение об ограниченности интегрального оператора в некоторых случаях оказалось справедливым и для пространства $L_\infty(\Omega)$.

В данной заметке соответствующее утверждение рассматривается для интегральных операторов Вольтерра и пространства $BC[a,\infty)$ (непрерывного аналога пространства $L_\infty(a,\infty)$).

Обозначим через M класс нелинейных интегральных операторов Вольтерра, действующих в пространстве $BC[a,\infty)$ и имеющих вид

$$(\tilde{K}x)(t) = \int\limits_a^t K(t,s,x(s))ds,$$

где функция $K(t,s,\xi)$ непрерывна при $a \le s \le t < \infty$, $\xi \in (-\infty,+\infty)$.

Заметим, что каждый оператор $\tilde{K} \in M$ непрерывен относительно ограниченной сходимости почти всюду.

Теорема. *Каждый оператор $\tilde{K} \in M$, ограниченный на некотором шаре пространства $BC[a,\infty)$, будет ограничен на любом шаре этого пространства. При этом оператор $\tilde{K}$ можно единственным образом распространить на пространство $L_\infty(a,\infty)$ с сохранением условия непрерывности относительно ограниченной сходимости почти всюду.*

ЛИТЕРАТУРА

1. Красносельский М. А. и др. *Интегральные операторы в пространствах суммируемых функций.* – М.: Наука, 1966.

В. В. Иванов (Йошкар-Ола)

К ВОПРОСУ О ВОЛНОВОМ ХАРАКТЕРЕ ОДНОЙ РЕАКЦИИ ГОРЕНИЯ

Горение движущейся топливной смеси описывается системой уравнений [1]

$$C_t + uC_x = k_1 C^\nu f(T), \tag{1}$$

$$T_t + uT_x = k_2 C^\nu f(T), \qquad (2)$$

с начальными и краевыми условиями

$$C_T(x,0) = C_0, \quad T(x,0) = T_0, \quad C_T(o,t) = C_0, \quad T(0,t) = T_0. \qquad (3)$$

Здесь $k_1 = -K_W$, $k_2 = \frac{K_W H_0}{C_p}$ и функция $f(T) = T^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right)$ определяют скорость химической реакции, ν — порядок химической реакции, K_W — постоянная реакции, E_A — энерийя активации, H_0 – теплотворная способность топлива, C_p — теплоемкость при постоянном давлении, R — газовая постоянная, $C(x,t)$ - концентрация топлива, $T(x,t)$ — температура, C_t, C_x, T_t, T_x — частные производные $C(x,t)$ и $T(x,t)$ по времени t и переменной x, u — скорость потока. Величины K_W, E_A, H_0, C_p, R, ν являются заданными постоянными.

От системы уравнений (1), (2) путем исключения переменной $C(x,t)$ перейдем к уравнению относительно переменной $T(x,t)$. В результате преобразований получим

$$\frac{\partial}{\partial t}(T_t + uT_x) + u\frac{\partial}{\partial x}(T_t + uT_x) =$$

$$= \nu k_1 k_2^{\frac{1-\nu}{\nu}} f^{\frac{1}{\nu}} (T_t + uT_x)^{\frac{2\nu-1}{\nu}} + \frac{f_T}{f}(T_t + uT_x)^2 \qquad (4)$$

Введем обозначения $z = T_t + uT_x$, $\alpha = \nu k_1 k_2^{\frac{1-\nu}{\nu}} f^{\frac{1}{\nu}}$, $\beta = \frac{f_T}{f}$. Тогда (4) запишется в виде

$$z_t + uz_x = \alpha z^{\frac{2\nu-1}{\nu}} + \beta z^2. \qquad (5)$$

Полученное уравнение описывает распространение нелинейных температурных волн рассматриваемой реакции горения [2]. Решение уравнения (5) будем искать в виде $z = F(\varphi)$, $\varphi = x + ut$. Подставим $z = F(\varphi)$ в уравнение (5) и получим для функции $F(\varphi)$ обыкновенное дифференциальное уравнение

$$2uF_\varphi(\varphi) = \alpha F^{\frac{2\nu-1}{\nu}}(\varphi) + \beta F^2(\varphi). \qquad (6)$$

Рассмотрим частный случай $\nu = 1$. Интегрируя уравнение (6), получим решение

$$F(x + ut) = \frac{\alpha \exp\left(\frac{\alpha}{2u}(x + ut) + \alpha C_1\right)}{1 - \beta \exp\left(\frac{\alpha}{2u}(x + ut) + \alpha C_1\right)}. \qquad (7)$$

Таким образом, задача интегрирования системы (1), (2) с начальными и краевыми условиями (3) свелась к решению уравнения $T_t + uT_x = F(x + ut)$ с вычисленной на текущем временном слое функцией (7). Для численного решения данного уравнения предлагается использовать метод Лакса-Вендроффа [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Сиразетдинов Т. К., Костерин В. А. *Одномерная динамическая модель процесса горения в камере ВРГ.* I// Изв. вузов. Авиационная техника. – 1999. – No 3. – С. 59-63.

2. Гурбатов С. Н., Малахов А. Н., Саичев А. И. *Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии.* – М.: Наука, 1990. – 216 с.

3. Рихтмайер Р., Мортон К. *Разностные методы решения краевых задач.* – М.: Мир, 1972. – 418 с.

Л. А. Игнаточкина (Москва)

ТОЖДЕСТВА ДЛЯ ТЕНЗОРА КОНФОРМНОЙ КРИВИЗНЫ МНОГООБРАЗИЙ ВАЙСМАНА-ГРЕЯ

Рассмотрим почти эрмитовы многообразия класса $W_1 \oplus W_4$ [1] (иначе называемые многообразиями Вайсмана-Грея или VG-многообразиями). Определим в них подклассы cR_1, cR_2, cR_3, заменив в тождествах, определяющих классы R_1, R_2, R_3 в [2], тензор кривизны на его вейлеву компоненту, то есть на тензор конформной кривизны. Введенные классы являются конформно-инвариантными расширениями класса конформно-плоских VG-многообразий. Из свойств симметрии ковариантного дифференциала формы Ли VG-многообразий следует

Теорема 1. *Для VG-многообразий размерности выше 4 класс cR_3 совпадает с классом локально конформно приближенно келеровых многообразий.*

В частности, для класса $W_4 \subset W_1 \oplus W_4$ из теоремы 1 полу-