

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 3, Number 307 (2016), 148 – 157

UDC 517. 929

**ABOUT CANTOR OF THE RANGE OF THE OPERATOR OF THE PERIODIC REGIONAL TASK FOR THE HEAT CONDUCTIVITY EQUATION WITH THE DEVIATING ARGUMENT**

**A.Sh. Shaldanbayev, M.T. Shomanbayeva, S.T. Achmetova**

South Kazakhstan state university named after M. Aueyzov, Shymkent

**Keywords:** the deviating arguments, a continuous range, a singular range, absolutely continuous range, spectral decomposition, function of the Cantor.

**Abstract.** In this work the spectral theory of the operator corresponding to a periodic regional task for the heat conductivity equation with the deviating argument is constructed, own functions are found, their completeness and a basis property is shown, spectral decomposition is received, the structure of a range is in details investigated, in particular, absence absolutely continuous components and presence singular function components of the Cantor predicted earlier by N. Winer is proved.

УДК 517. 929

**О КАНТОРОВОСТИ СПЕКТРА ОПЕРАТОРА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ С ОТКЛОНЯЮЩИМСЯ АРГУМЕНТОМ**

**А.Ш. Шалданбаев, М.Т. Шоманбаева, С.Т. Ахметова**

ЮКГУ им.М.Ауезова г.Шымкент

**Ключевые слова:** отклоняющийся аргумент, непрерывный спектр, сингулярный спектр, абсолютно непрерывный спектр, спектральное разложение, функция Кантора.

**Аннотация.** В данной работе построена спектральная теория оператора соответствующего периодической краевой задаче для уравнения теплопроводности с отклоняющимся аргументом, найдены собственные функции, показана их полнота и базисность, получено спектральное разложение, детально исследован состав спектра, в частности, доказано отсутствие абсолютно непрерывной компоненты и присутствие сингулярной компоненты типа функции Кантора, предсказанного ранее Н. Винером.

**1. Введение.**

**Постановка задачи.** Пусть  $\Omega \subset R^2$  – прямоугольник, ограниченный отрезками:  $AB: 0 \leq t \leq T, x = 0$ ;  $BC: 0 \leq x \leq l, t = T$ ;  $CD: 0 \leq t \leq T, x = l$ ;  $DA: 0 \leq x \leq l, y = 0$ ; /см. Рис. 1/.

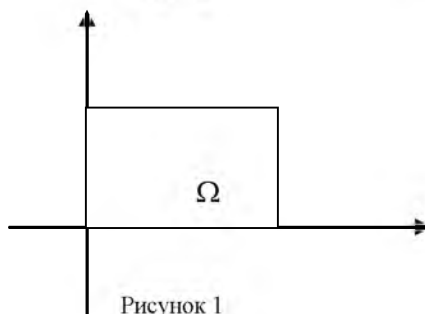


Рисунок 1

Через  $C^{1,2}(\Omega)$  – обозначим множество функции  $u(x, t)$  единожды непрерывно дифференцируемых по  $t$  и дважды непрерывно дифференцируемых по  $x$  в области  $\Omega$ . Под границей области понимаем совокупность отрезков  $\Gamma = AB \cup AD \cup CD$ .

**Периодическая задача.** Найти решения уравнения

$$Lu = u_t(x, T-t) + u_{xx}(x, t) = f(x, t) \quad (1)$$

$$u|_{t=0} = u|_{x=0} - u|_{x=l} = u_x|_{x=0} - u_x|_{x=l} = 0; \quad (2)$$

**Определение 1.1.** Регулярным решением задачи (1)+(2) будем понимать функцию  $u(x, t) \in C^{1,2}(\Omega) \cap C(\overline{\Omega})$ , обращающую в тождество уравнения (1) и краевые условия (2).

**Определение 1.2.** Функция  $u(x, T) \in L^2(\Omega)$  называют сильным решением задачи (1)+(2), если существует последовательность функции  $\{u_n\} \in C^{1,2}(\Omega) \cap C(\overline{\Omega})$  и удовлетворяющая краевым условиям задачи такая, что  $\{u_n\}$  и  $\{Lu_n\}$   $n = 1, 2, \dots$  сходятся в  $L^2(\Omega)$  соответственно к  $u$  и  $f$ .

**Определение 1.3.** Краевая задача (1)+(2) называется сильно разрешимой, если сильное решение задачи существует для любой правой части  $f(x, t) \in L^2(\Omega)$  и единственно.

**Определение 1.4.** Точечным спектром  $P\sigma(A)$  называют множество собственных значений оператора  $A$ , т.е.

$$P\sigma(A) = \{\lambda \in \mathbb{C}: Au = \lambda u \text{ для некоторого ненулевого } u \in H\}.$$

Непрерывным спектром  $C\sigma(A)$  оператора  $A$  называется множество

$C\sigma(A) = \{\lambda \in \mathbb{C}: A - \lambda I \text{ имеет неограниченный обратный оператор с плотной в } H \text{ областью определения}\}$ , а остаточным спектром  $R\sigma(A)$  – множество

$R\sigma(A) = \{\lambda \in \mathbb{C}: A - \lambda I \text{ - имеет обратный (ограниченный или неограниченный) оператор, область определения которого не плотна в } H\}$ .

Для большинства представляющих интерес операторов (включая все самосопряженные, унитарные и вообще нормальные) остаточный спектр пуст, и поэтому непрерывный спектр можно представить себе состоящим из таких  $\lambda$ , для которых можно построить с наперед заданной точностью приближенный собственный вектор, не являющийся, однако, точным собственным вектором [1. с.174-175].

К теме настоящей работы посвящены много численные исследования отечественных и зарубежных ученых, подробные сведения о которых можно найти в монографиях [2-8].

Целью настоящей работы является исследование сильной разрешимости краевой задачи (1)+(2) в пространстве  $L^2(\Omega)$ , с помощью спектральной теории уравнения с отклоняющимся аргументом, а также изучение природы спектра соответствующего линейного оператора.

## 2. Методы исследований.

Рассмотрим спектральную задачу, соответствующую нашей краевой задаче,

$$u_t(x, T-t) + u_{xx}(x, t) = \lambda u(x, t) \quad (3)$$

$$u|_{t=0} = u|_{x=0} - u|_{x=l} = u_x|_{x=0} - u_x|_{x=l} = 0 \quad (4)$$

Эта задача решается с помощью метода разделения переменных, в результате получится две спектральные задачи, одна из которых классическая периодическая задача для уравнения Штурма-Лиувилля, другая для уравнения первого порядка с отклоняющимся аргументом детально изученная в работах [9,10]. При замыкании оператора была использована теория расширения симметричных операторов [11-12]. Спектрального разложения решения получили с помощью [13]. Для изучения непрерывного спектра воспользовались одной работой Вейля [14]. В данной работе нашли приложение результаты работ [15-20].

## 3. Результаты исследований.

### Теорема 3.1.

(а) Если  $\frac{2T\pi}{l^2}$  – иррациональное число, то спектр оператора

$$Lu = u_t(x, T-t) + u_{xx}(x, t),$$

$$u|_{t=0} = u|_{x=0} - u|_{x=l} = u_x|_{x=0} - u_x|_{x=l} = 0$$

совпадает с числовой осью  $(-\infty, +\infty)$ . Спектр состоит из бесконечного числа собственных значений, отличных от нуля, и из предельных точек собственных значений. Оператор  $\bar{L}$  – самосопряжен и обратим, но  $\bar{L}^{-1}$  – неограничен.

(б) Если  $\frac{2T\pi}{l^2}$  – рациональное число и  $\frac{1}{4} \notin \left(m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , то оператор  $\bar{L}$  –

самосопряжен и ограниченно обратим. Спектр оператора  $\bar{L}$  состоит из бесконечного множества собственных значений и их предельных точек, которые также бесконечны и не имеют предельных точек, точнее на каждом ограниченном сегменте содержится лишь конечное число предельных точек множества собственных значений  $\{\lambda_{mn}\}$ ,  $m, n = 0, 1, 2, \dots$ . Оператор  $\bar{L}^{-1}$  – ограничен, но не компактен.

(в) Если  $\frac{2T\pi}{l^2}$  – рациональное число и  $\frac{1}{4} \in \overline{\left(m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right)}$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , то обратный оператор

$\bar{L}^{-1}$  не существует,  $\lambda = 0$  является собственным значением. Спектр состоит из бесконечного множества собственных значений и их предельных точек, которые также бесконечны и разбросаны от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Каждый ограниченный замкнутый сегмент содержит лишь конечное число предельных точек собственных значений  $\{\lambda_{mn}\}$ ,  $m, n = 0, 1, 2, \dots$ .

Ноль может оказаться бесконечнократным собственным значением.

**Теорема 3.2.** Для существования и единственности сильного решения краевой задачи

$$Lu = u_t(x, T-t) + u_{xx}(x, t) = f(x, t) \tag{1}$$

$$u|_{t=0} = u|_{x=0} - u|_{x=l} = u_x|_{x=0} - u_x|_{x=l} = 0 \tag{2}$$

необходимо и достаточно выполнения условия

$$\frac{\pi T}{l^2} \neq \frac{2n + \frac{1}{2}}{4m^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

При выполнении этого условия сильное решение задачи существует и имеет вид

$$u(x, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(f, u_{mn})}{\lambda_{mn}} \cdot u_{mn}(x, t)$$

для всех  $f(x, t) \in L^2(\Omega)$  удовлетворяющих условию

$$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left| \frac{(f, u_{mn})}{\lambda_{mn}} \right|^2 < +\infty$$

$$\lambda_{mn} = (-1)^n \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{T} - \left( \frac{2m\pi}{l} \right)^2, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

$$u_{mn}^-(x, t) = \frac{2}{\sqrt{Tl}} \cdot \cos \frac{2m\pi}{l} x \cdot \sin \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi t}{T}, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

$$u_{mn}^+(x, t) = \frac{2}{\sqrt{Tl}} \cdot \sin \frac{2m\pi}{l} x \cdot \sin \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi t}{T}, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

#### 4. Обсуждение результатов.

**Лемма 4.1.**

- (а) Оператор  $L$ , соответствующий к краевой задаче (1)+(2), симметрический.  
 (б) Спектральная задача

$$\begin{aligned} -w''(x) &= \nu w(x), \\ w(0) - w(l) &= w'(0) - w'(l) = 0 \end{aligned}$$

имеет бесконечное множество собственных значений:

$$\nu_n = \left(\frac{2n\pi}{l}\right)^2, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

и соответствующих им собственных функций

$$w_n^-(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \cos \frac{2n\pi}{l} x, \quad w_n^+(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{2n\pi}{l} x, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

которые образуют ортонормированный базис пространства  $L^2(0, l)$ .

- (с) Спектральная задача

$$\begin{aligned} \dot{v}(T-t) &= \mu \cdot v(t), \\ v(0) &= 0; \end{aligned}$$

имеет бесконечное множество собственных значений:

$$\mu_n = (-1)^n \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{\pi}{T}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

и соответствующих им собственных функций

$$v_n(t) = \sqrt{\frac{2}{T}} \sin \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi t}{T}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

которые образуют ортонормированный базис пространства  $L^2(0, T)$ .

д) Если система функций  $\{\varphi_m(x)\}$ ,  $m = 1, 2, \dots$ ; образует ортонормированный базис пространства  $L^2(0, l)$ , а система  $\{\psi_n(t)\}$ ,  $n = 1, 2, \dots$  образует ортонормированный базис пространства  $L^2(0, T)$ , то система функций  $u_{mn}(x, t) = \varphi_m(x) \cdot \psi_n(t)$ ,  $m, n = 1, 2, \dots$  образует базис пространства  $L^2(\Omega)$ , где  $\Omega = [0, l] \times [0, T]$ .

Из полученных формул следует, что собственными функциями спектральной задачи (3)+(4) являются функций

$$\begin{aligned} u_{mn}^-(x, t) &= \frac{2}{\sqrt{Tl}} \cdot \cos \frac{2m\pi}{l} x \cdot \sin \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi t}{T}, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots \\ u_{mn}^+(x, t) &= \frac{2}{\sqrt{Tl}} \cdot \sin \frac{2m\pi}{l} x \cdot \sin \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi t}{T}, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned}$$

которые в силу леммы 4.4, образуют ортонормированный базис в пространства  $L^2(\Omega)$ , где  $\Omega = [0, l] \times [0, T]$ .

Собственных значений найдем по формуле  $\mu - \lambda = \nu$ ,  $\lambda = \mu - \nu$ ,

$$\lambda_{mn} = \mu_n - \nu_m = (-1)^n \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{T} - \left(\frac{2m\pi}{l}\right)^2, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

Нами доказана следующая теорема

**Теорема 4.1.** Спектральная задача

$$Lu = u_t(x, T-t) + u_{xx}(x, t) = \lambda u(x, t) \quad (3)$$

$$u|_{t=0} = u|_{x=0} - u|_{x=l} = u_x|_{x=0} - u_x|_{x=l} = 0 \quad (4)$$

имеет бесконечное множество собственных значений:

$$\lambda_{mn} = (-1)^n \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{T} - \left( \frac{2m\pi}{l} \right)^2, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

и соответствующих им собственных функций:

$$u_{mn}^-(x, t) = \frac{2}{\sqrt{Tl}} \cdot \cos \frac{2m\pi}{l} x \cdot \sin \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi t}{T}, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

$$u_{mn}^+(x, t) = \frac{2}{\sqrt{Tl}} \cdot \sin \frac{2m\pi}{l} x \cdot \sin \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi t}{T}, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

которые образуют ортонормированный базис пространства  $L^2(\Omega)$ , где  $\Omega = [0, l] \times [0, T]$ .

**Лемма 4.2.** Если симметрический оператор  $A$  имеет полную систему собственных векторов, то замыкание этого оператора  $\bar{A}$  самосопряжен в  $H$ , иначе говоря, оператор  $A$  самосопряжен в существенном.

**Теорема 4.2.**

(а) Оператор

$$Lu = u_t(x, T - t) + u_{xx}(x, t),$$

$$u|_{t=0} = u|_{x=0} - u|_{x=l} = u_x|_{x=0} - u_x|_{x=l} = 0$$

самосопряжен в существенном в пространстве  $H = L^2(\Omega)$ , где  $\Omega = [0, l] \times [0, T]$  прямоугольник лежащий на верхней полуплоскости  $(x, t) \in R^2$ .

б) Если

$$\frac{\pi T}{l^2} \neq \frac{2n + \frac{1}{2}}{4m^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

то существует обратный оператор  $\bar{L}^{-1}$ , который также самосопряжен.

**Доказательство теоремы 3.1.**

Пусть на вещественной прямой отмечено бесконечное число точек

$$\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \dots;$$

мы накручиваем прямую на некоторую окружность длины 1 и ставим вопрос о том, будет ли при этом находящиеся на отмеченных местах точки  $\alpha_n$  покрывать окружность с равномерной плотностью. Так будет в том случае, когда число  $n_\alpha$  тех из первых  $n$  отмеченных точек  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ , которые при накручивании попадают на дугу,  $\alpha$  асимптотически задается в виде  $|\alpha|n$ :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n_\alpha}{n} = |\alpha|;$$

при этом  $|\alpha|$  означает длину дуги  $\alpha$ . О равномерной плотности распределения отмеченных точек на окружности мы будем говорить в том и только в том случае, когда это предельное равенство будет выполняться для каждой дуги  $\alpha$ . Накручивание прямой на окружность означает, что вещественные числа рассматриваются по модулю 1 т.е., что два числа считаются равными в том случае, когда они отличаются на некоторое целое число. Среди чисел  $x$ , которые сравнимы по модулю 1, с некоторым заданным числом  $\alpha$  имеется одно и только одно такое, для которого выполняется неравенство  $0 \leq x \leq 1$ ; это число, сравнимое с  $\alpha$  по модулю 1, будет обозначаться  $(\alpha)$ .

**Первая теорема Вейля.** Если  $\varphi(z)$  – некоторый многочлен со свободным членом  $\alpha_0$  и у  $\varphi(z) - \alpha_0$  не все коэффициенты рациональны, то последовательность чисел

$$\varphi(1), \varphi(2), \varphi(3), \dots$$

распределена всюду равномерно плотно.

В частности:

**Вторая теорема Вейля.** Если  $\xi$  – некоторое иррациональное число, то последовательность точек

$$1 \cdot \xi, 4 \cdot \xi, 9 \cdot \xi, 16 \cdot \xi, 25 \cdot \xi, \dots$$

при накручивании числовой прямой на окружность длины 1 покрывает ее всюду равномерно плотно.

В связи с этими теоремами Вейля возникает вопрос: "А не уплотняются ли собственные значения нашего оператора с ростом индексов  $m, n$ "?

Найденные нами собственные значения имеют вид

$$\lambda_{mn} = (-1)^n \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{T} - \left( \frac{2m\pi}{l} \right)^2, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots$$

Нас особо интересует окрестность нулевой точки, если она окажется предельной точкой для множества собственных значений, то обратной оператор  $\bar{L}^{-1}$  окажется неограниченным.

Если,  $n = 2k + 1, k = 0, 1, 2, \dots$  т.е. является нечетным числом, то

$$\lambda_{m, 2k+1} = - \left( 2k + \frac{3}{2} \right) \frac{\pi}{T} - \left( \frac{2m\pi}{l} \right)^2, \quad m, k = 0, 1, 2, \dots$$

Поэтому  $|\lambda_{m, 2k+1}| = \left( 2k + \frac{3}{2} \right) \frac{\pi}{T} + \left( \frac{2m\pi}{l} \right)^2 \geq \frac{3\pi}{2T}, \quad k, m = 0, 1, 2, \dots$

Если  $n = 2k, k = 0, 1, 2, \dots$  т.е. является четным числом, то

$$\lambda_{m, 2k} = \left( 2k + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{T} - \left( \frac{2m\pi}{l} \right)^2, \quad k, m = 0, 1, 2, \dots$$

Тогда  $|\lambda_{m, 2k}| = \frac{\pi}{T} \left| 2k + \frac{1}{2} - 4m^2 \frac{T\pi}{l^2} \right| = \frac{2\pi}{T} \left| k + \frac{1}{4} - m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right|$ .

Пусть  $[x]$  – означает целую часть числа  $x$ , тогда имеет место неравенство

$$\left[ m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right] \leq m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \leq \left[ m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right] + 1.$$

Полагая,  $k = \left[ m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right]$  имеем

$$|\lambda_{m, 2k}| = \frac{2\pi}{T} \left[ \left| \frac{1}{4} - \left( m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right) \right| \right],$$

где  $(x)$  – означает дробную часть числа  $x$ .

Если число  $\frac{2T\pi}{l^2}$  иррациональное, то в силу теоремы Вейля числа  $\left( m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right)$  всюду плотны в отрезке  $[0, 1]$ , а это означает, что существует подпоследовательность последовательности  $\left( m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right), m = 1, 2, \dots$  которая сходится к  $\frac{1}{4}$ , т.е.  $\{\lambda_{m, 2k}\} \rightarrow 0$ . Следовательно, обратный оператор

$\bar{L}^{-1}$  неограничен в пространстве  $L^2(\Omega)$ . Более того, замыкание множества  $\left(m^2 \frac{T\pi}{2l^2}\right)$ ,  $m = 1, 2, \dots$

совпадает с отрезком  $[0, 1]$ . Таким образом, оператор  $\bar{L}$  обладает непрерывным спектром, который содержит отрезок  $\left[-\frac{3\pi}{2T}, \frac{\pi}{2T}\right]$ .

Полагая,  $k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] + 1$  имеем

$$\lambda_{m,2k} = \frac{2\pi}{T} \left[ \frac{1}{4} + 1 - \left(m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right) \right] \succ \frac{\pi}{2T}, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Замыкание этого множества  $\{\lambda_{m,2k}\}$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ ;  $k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] + 1$  совпадает с отрезком  $\left[\frac{\pi}{2T}, \frac{5\pi}{2T}\right]$ .

Далее полагая  $k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] + 2$ ,  $k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] + 3$  и т.д. видим, что замыкание множество  $\{\lambda_{m,2k}\}$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  покрывает всю полуось  $\left[-\frac{3\pi}{2T}, +\infty\right)$ .

Пусть теперь  $\left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] - 1 \succ 0$ , очевидно, что начиная с некоторого номера, это неравенство выполняется.

Полагая 
$$k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] - 1,$$

имеем

$$\lambda_{m,2k} = \frac{2\pi}{T} \left[ \frac{1}{4} - 1 - \left(m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right) \right].$$

Следовательно  $\overline{\{\lambda_{m,2k}\}} = \left[-\frac{7\pi}{2T}, \frac{-3\pi}{2T}\right]$ , где  $k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] - 1$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$

От прибавления или вычитания конечного числа элементов, множество предельных точек любого множества не изменится, поэтому имеет место равенства

$$\overline{\left(m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right)} = \overline{\left((m+i)^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right)}, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

для любого натурального числа  $i$ . При выводе последнего равенства мы воспользовались этим фактом.

Полагая

$$k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] - 2 \succ 0, \quad k = \left[m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right] - 3 \succ 0, \dots$$

и т.д. мы видим, что  $\overline{\{\lambda_{m,2k}\}} = (-\infty, +\infty)$ ,  $k, m = 0, 1, 2, \dots$

Спектр оператора  $\bar{L}$  состоит из счетного множества собственных значений  $\{\lambda_{mn}\}$ ,  $m, n = 0, 1, 2, \dots$  и непрерывного спектра покрывающего всю числовую ось.

Если  $\frac{2T\pi}{l^2}$  – рациональное число, то множество  $\left(m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  состоит из конечного числа элементов, поэтому хотя бы один из них встречается бесконечное число раз. Следовательно, множество  $\left(m^2 \frac{2T\pi}{l^2}\right)$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$  имеет хотя бы одну предельную точку лежащую в сегменте  $[0, 1]$ , тогда последовательность

$$\lambda_{m, 2k} = \frac{2\pi}{T} \left[ \frac{1}{4} - \left( m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right) \right], \quad k = \left[ m^2 \frac{2T\pi}{l^2} \right], \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

имеет хотя бы одну и не более конечного числа предельных точек лежащих в сегменте  $\left[ -\frac{3\pi}{2T}, \frac{\pi}{2T} \right]$ .

Продолжая это рассуждение, аналогично иррациональному случаю, заметим, что в каждом сегменте длиной  $\frac{2\pi}{T}$  содержится не более конечного и не менее одного числа предельных точек последовательности  $\{\lambda_{m, 2k}\}$ . Это говорит о том, что предельный спектр состоит из счетного числа множества изолированных точек разбросанных на всей числовой оси от  $-\infty$  до  $+\infty$ . В частности точка  $\lambda = 0$  может оказаться бесконечномерным собственным значением.

### 5. Выводы.

Для одноэлектронной задачи по физическим соображениям можно ожидать, что если  $V(\mathbf{x}) \rightarrow 0$  при  $|\mathbf{x}| \rightarrow \infty$ , то непрерывный спектр  $H$  также заполнит  $[0, \infty)$ , поскольку частица на очень больших расстояниях практически свободна, а свободная частица может иметь любую положительную энергию. Эта гипотеза подтверждена большим вычислительным опытом, но более точные утверждения нуждаются в некотором спектральном понятии. Именно существенный спектр оператора состоит из всех точек спектра, за исключением изолированных собственных значений конечной кратности. Таким образом, мы добавляем к непрерывному спектру: (1) любые собственные значения, лежащие в нем или на его краях, (2) любые предельные точки спектра, (3) собственные значения бесконечной кратности, если они существуют.

Путем проверки различных случаев устанавливается, что точки существенного спектра можно характеризовать приближенными собственными векторами (возможно, включая истинные собственные векторы) следующим образом:  $\lambda$  принадлежит существенному спектру оператора  $H$  тогда и только тогда, когда существует последовательность  $\{v_j\}_1^\infty$  линейно независимых (или, если угодно, взаимно ортогональных) единичных векторов, таких, что  $\|Hv_j - \lambda v_j\| \rightarrow 0$  при  $j \rightarrow \infty$ .

Теоремы, полученные до сего времени, не в состоянии дать вполне удовлетворительную характеристику спектра по следующей причине: можно определить некий самосопряженный оператор, собственные значения которого составят счетное всюду плотное множество в интервале  $I$  (конечном или бесконечном), а собственные векторы образуют полную систему. Ясно, это не то, что обычно называют «непрерывный спектр», так как, например, в разложении по собственным функциям не появится никаких «собственных функций непрерывного спектра», а спектральный проектор  $E_t$  не будет непрерывным по  $t$  в любой точке  $I$ . Тем не менее, весь интервал  $I$  представляет собой существенный спектр (некоторые его участки принадлежат непрерывному спектру).

Известные до сего времени теоремы не исключают возможность того, что существенный спектр оператора Шредингера является спектром такого рода. Более того, теорема Вейля и фон Неймана утверждает, что чисто непрерывный спектр (т.е. такой, на котором  $E_t$  непрерывен) может быть преобразован в спектр описанного вида при помощи произвольно малого относительно компактного возмущения (на самом деле с помощью возмущения  $V$  типа Гамильтона-Шмидта с произвольно малой нормой Гильберта-Шмидта).



Даже если  $E_t$  непрерывен, спектр может все еще быть кусочным в некотором смысле. Напомним, что любая неубывающая функция (или любая функция  $f(t)$  локально ограниченной вариации) может быть представлена в виде

$$f(t) = f_1(t) + f_2(t) + f_3(t), \quad (*)$$

где  $f_1$  - скачкообразная функция,  $f_2$  абсолютно непрерывна, а  $f_3$  сингулярно непрерывна. Функция  $f_2$  равна интегралу Лебега от своей производной, а производная  $f_3$  равна нулю почти для всех  $t$  (функция Кантора является функцией типа  $f_3$ ). В интервалах, где  $f_1$  и  $f_3$  - константы,  $f$  является абсолютно непрерывной. Пусть теперь  $\{E_t\}$  - разложение единицы для самосопряженного оператора  $H$ . Для любого  $v$  в гильбертовом пространстве  $(v, E_t v)$  является неубывающей функцией  $t$ , а значит, для нее возможна декомпозиция (\*). Скачки  $f_1$  происходят в собственных значениях оператора  $H$ . Спектр  $H$  называется абсолютно непрерывным в интервале  $I$ , если  $(v, E_t v)$  - абсолютно непрерывная функция в  $I$  для каждого  $v$  в гильбертовом пространстве; в противном случае спектр будет кусочным.

Кажется разумным предположение, что спектры гамильтониана атомов и молекул, исключая собственные значения, всегда абсолютно непрерывны, иначе говоря, декомпозиция произведения  $(v, E_t v)$  всегда состоит из первых двух членов (\*). Однако, это не доказано, кроме некоторых случаев, подобных атому водорода, для которых известно явное выражение для  $E_t$ .

Хотелось бы иметь возможность сказать, что для атома нет никаких собственных значений в непрерывном спектре, т.е. выше уровня ионизации. Для некоторых атомов не существует истинных собственных значений полного гамильтониана для энергии  $\lambda$  выше уровня ионизации. Всегда ли это верно – вопрос открытый [1.с.268].

Наконец, следует упомянуть другой пример, приведенный Винером [21] со ссылкой на К.Малера [22], в котором появляется так называемый сингулярный непрерывный спектр. Напомним, что неубывающая функция  $S(\omega)$  может быть представлена в виде суммы трех слагаемых: функции скачков со счетным числом последних, абсолютно непрерывной функции и непрерывной функции, имеющей равную нулю производную почти всюду, как функция Кантора [1.с.88].

Наши результаты согласуются с точкой зрения Н.Винера, при этом оператор не является искусственным и в некотором смысле близка к уравнению Шредингера. Мы утверждаем, что в разложении  $dE(\lambda) = f_1(t) + f_2(t) + f_3(t)$ , отсутствует абсолютно непрерывная компонента и доминирует сингулярная составляющая, где  $dE(\lambda)$  спектральная мера оператора, это резко контрастирует с известными на сегодняшний день фактами.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Р. Рихтмайер. Принципы современной математической физики. – М. Мир, 1982.
- [2] Friedrichs K.O., On the perturbation of continuous spectra, Comm. Pure Appl. Math., vol. III, Amer. Math. Soc., Providence, R.I., 1965.
- [3] Фаддеев Л.Д., Строение резольвенты оператора Шредингера системы трех частиц с парным взаимодействием, ДАН СССР, 138:3(1961), 565-567.
- [4] Фаддеев Л.Д., Строение резольвенты оператора Шредингера системы трех частиц, задача рассеяния, ДАН СССР, 145:2(1962), 301-304.
- [5] Фаддеев Л.Д., Математические вопросы квантовой теории рассеяния для системы трех частиц, Тр. МИАН СССР им. Стеклова, 69(1963), 1-122.
- [6] Lax P.D., Phillips R.S., Scattering theory, Academic Press, New York, 1967.
- [7] Kato T. Perturbation theory for linear operators, Springer, New York, 1966.
- [8] Данфорд Н., Шварц Дж.Т. Линейные операторы, спектральная теория. – М.: Мир, 1974.
- [9] Шалданбаев А.Ш., Ахметова С.Т. О полноте собственных векторов задачи Коши. - Республиканский научный журнал «Наука и образования ЮК» № 27, 2002. с. 58-62.
- [10] Кальменов Т.Ш., Шалданбаев А.Ш., Ахметова С.Т. К спектральной теории уравнения с отклоняющимися аргументами. - Институт математики МО и Н РК «Математический журнал». - Алматы 2004, т. 4, №3 (13) с. 41-48.
- [11] Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики, т.1. – М.: Мир, 1977. – 357с.
- [12] Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики, т.2. – М.: Мир, 1978. – 393с.
- [13] Мизохата С. Теория уравнений с частными производными. – М.: Мир, 1977.
- [14] Вейль Г. Избранные труды. - М.: Наука, 1984. – 510с.
- [15] Кальменов Т.Ш. Краевые задачи для линейных уравнений в частных производных гиперболического типа. – Шымкент: Ғылым, 1993. – 328с.
- [16] Шалданбаев А.Ш., Рустемова К. О периодической задаче для уравнения первого порядка с отклоняющимся аргументом. - Научный журнал Мин Образ/я и Науки «Поиск», № 4/2009, г. Алматы, с. 204-209.

- [17] Шалданбаев А.Ш. Критерии вольтерровости дифференциального оператора первого порядка с отклоняющимся аргументом. - Вестник Карагандинского Университета, серия «Математика», № 3(47)/2007, с.39-43.
- [18] Кальменов Т.Ш., Шалданбаев А.Ш. О структуре спектра краевой задачи Штурма – Лиувилля на конечном отрезке времени. // Известия НАН РК, серия физ. – мат. – Алматы, 2000. – с.29-34.
- [19] Шалданбаев А.Ш. Формулы следов для периодической и антипериодической задач Штурма–Лиувилля // Вестник МГУ. Серия 1. Математика-механика. 1982. - №3. - с. 6–11.
- [20] Спектральные разложения корректных-некорректных начально краевых задач для некоторых классов дифференциальных уравнений.- 193с, Монография. LAP LAMBERT Academic Publishing. <http://dnb.d-nb.de>. Email:info@lap-publishing.com,Saarbrucken 2011,Germanu.
- [21] Wiener N., Generalized harmonic analysis.-Acta Math.,v.55,p.117-258.
- [22] K.Mahler.On the Translation Properties of a simple Class of Arithmetical Functions., Journ. Math. Phys. M.I. T.6(1927). 158-164.

#### REFERENCES

- [1] R. Rikhtmayer. Principles of modern mathematical physics. – M. Mir, 1982.
- [2] Friedrichs K.O., On the perturbation of continuous spectra, Comm.Pure Appl.Math., vol.III, Amer.Math.Soc., Providence, R.I., 1965.
- [3] Faddeev L.D., the Structure of a rezolventa of the operator Schrödinger of system of three particles with pair interaction, SSSR,138:3(1961),565-567 is GIVEN.
- [4] Faddeev L.D., the Structure of a rezolventa of the operator Schrödinger of system of three particles, and a zalacha of dispersion, SSSR,145:2(1962),301-304 is GIVEN.
- [5] Faddeev L.D., Mathematical questions of the kvanrovy theory of dispersion for system of three particles, Tr. MIAN USSR of Steklov, 69(1963),1-122.
- [6] Lax P.D., Phillips R.S., Scattering theory, Academic Press, New York, 1967.
- [7] Kato T.Perturbation theory for linear operators, Springer, New York, 1966.
- [8] Danford N., Schwartz Dzh. T. Linear operators, spectral theory. – M.: World, 1974.
- [9] Shaldanbayev A.Sh., Akhmetova S. T. About completeness of own vectors of a task of Cauchy. - Republican scientific magazine "Science and Formations of YuK" No. 27, 2002, page 58-62.
- [10] Kalmenov T.Sh., Shaldanbayev A.Sh., Akhmetova S. T. To the spectral theory of the equation with the deviating arguments. - Institute of mathematics of MO and N of RK "Mathematical Magazine".Almaty 2004, t. 4, No. 3 (13) of page 41-48.
- [11] Read M., Simon B. Methods of modern mathematical physics, t.1. – M.: World, 1977. – 357 pages.
- [12] Read M., Simon B. Methods of modern mathematical physics, t.2. – M.: World, 1978. – 393 pages.
- [13] Mizokhata S. The theory of the equations with private derivatives. – M.: World, 1977.
- [14] Veyl G. Chosen works. - M.: Science, 1984. – 510 pages.
- [15] Kalmenov T.Sh. Regional tasks for the linear equations in private derivatives of hyperbolic type. – Shymkent: yly, 1993. – 328 pages.
- [16] Shaldanbayev A.Sh., Rustemova K. About a periodic task for the equation of the first order with the deviating argument. - Image Min scientific magazine / I and Sciences "Search", No. 4/2009, Almaty, page 204-209.
- [17] Shaldanbayev A.Sh. Criteria of a volterrovost of the differential operator of the first order with the deviating argument. - Bulletin of the Karaganda University, Mathematics series, No. 3(47)/2007, page 39-43.
- [18] Kalmenov T.Sh., Shaldanbayev A.Sh. About structure of a range of a regional problem of Storm – Liouville on a final piece времени.//NAN RK'S News, a series physical. – mat. – Алматы, 2000. – page 29-34.
- [19] Shaldanbayev A.Sh. Formulas of traces for periodic and anti-periodic problems of Storm Liouville//the Bulletin of MSU. Series 1. Mathematician-mechanic. 1982. - No. 3. - page 6-11.
- [20] Spectral decomposition of regional tasks correct-incorrect nachalno for some classes of the differential equations. - 193с, Monograph. LAP LAMBERT Academic Publishing. <http://dnb.d-nb.de>. Email:info@lap-publishing.com,Saarbrucken 2011, Germanu.
- [21] Wiener N., Generalized harmonic analysis. - Acta Math., v.55, p.117-258.
- [22] K.Mahler. On the Translation Properties of a simple Class of Arithmetical Functions., Journ.Math.Phys.M.I.T.6(1927).158-164.

#### АРГУМЕНТІ АУЫТҚЫҒАН ЖЫЛУ ТЕНДЕУІНІҢ ПЕРИОДТЫ ШЕКАРАЛЫҚ ЕСЕБІНЕ СӘЙКЕС ОПЕРАТОРДЫҢ КАНТОРЛЫҚ СПЕКТРІ ТУРАЛЫ

А.Ш. Шалданбаев, М.Т. Шоманбаева, С.Т. Ахметова

М.О. Әуезов атындағы Оңтүстік Қазақстан мемлекеттік университеті, Шымкент қ., Қазақстан

**Түйін сөздер:** ауытқыған аргумент, үздіксіз спектр, сингулярлы спектр, абсолютті үздіксіз спектр,спектрлік таралым, Кантордың функциясы.

**Аннотация.** Бұл еңбекте аргументі ауытқыған жылу тендеуінің периодты шекаралық есебіне сәйкес оператордың спектрлік теориясы тұрғызылды, меншікті мәндері табылды, оларға сәйкес меншікті функциялар табылып, олардың толымдылығы мен базистігі дәлелденді, спектрлік таралымы алынды, сонымен бірге, спектрдің құрамы егжей-тегжей зерттелді, нәтижесінде абсолютті мүшенің жоқ екені, оның есесіне сингуляр мүшенің басымдылығы айқындалды. Мұндай спектрдің болуы мүмкін екеніне алғаш рет Н.Винер назар аударған, ол Кантордың функциясына ұқсайды.

Поступила 04.04.2016 г.