

Л.М.Лісевич, канд.фіз.-мат.наук,
Ж.С.Свірчевська

ІСНУВАННЯ МАЙЖЕ ПЕРІОДИЧНОГО РОЗВ'ЯЗКУ ОДНІЄЇ ГРАНИЧНОЇ ЗАДАЧІ ДЛЯ ХВИЛЬНОГО РІВНЯННЯ

У роботі [1] сформульована теорема існування майже періодичного по часу t розв'язку граничної задачі

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = f(x, t), \quad /1/$$

$$u(0, t) = u(\pi, t) = 0 \quad /2/$$

в смугі $(0 < x < \pi, 0 \leq t < +\infty)$, де $f(x, t)$ - майже періодична по t функція, рівномірно відносно x . Ми доводимо існування майже періодичного розв'язку задачі

$$\Delta u = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = f(x, y, t), \quad /3/$$

$$u(0, y, t) = u(\pi, y, t) = u(x, 0, t) = u(x, \pi, t) = 0, \quad /4/$$

де $f(x, y, t)$ - майже періодична функція по часу t , рівномірно відносно x, y / $0 < x < \pi, 0 < y < \pi$ /.

Нехай C^∞ - простір неперервних нескінченно диференційованих функцій дійсних аргументів x, y, t , а C_0^∞ - підпростір із C^∞ майже періодичних по t функцій в $G(0 < x < \pi, 0 < y < \pi)$. Розглянемо дві функції $\varphi(x, y, t)$ та $\psi(x, y, t)$ із C і визначимо скалярний добуток

$$(\varphi, \psi) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\iint_G \varphi(x, y, t) \psi(x, y, t) dx dy \right] dt, \quad /5/$$

де G є квадрат $0 < x < \pi, 0 < y < \pi$ /. Відповідно введемо норму

$$\|\varphi(x, y, t)\| = \left\{ \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\iint_G |\varphi(x, y, t)|^2 dx dy \right] dt \right\}^{1/2}. \quad /6/$$

Позначимо через H_0 доповнення в C^∞ відносно норми /6/, а доповнення в C_0^∞ відносно цієї норми – через $\dot{H}_0$.

Введемо ще таку норму:

$$\|\varphi\|_m = \left\{ \sum_{|\sigma|=0}^m \|D^\sigma \varphi\|^2 \right\}^{1/2}, \quad /7/$$

породжену скалярним добутком

$$(\varphi, \psi) = \sum_{|\sigma|=0}^m (D^\sigma \varphi, D^\sigma \psi), \quad /8/$$

де

$$D^\sigma = \frac{\partial^{G_1 + G_2 + G_3}}{\partial x^{G_1} \partial y^{G_2} \partial t^{G_3}}, \quad G = (G_1, G_2, G_3) \quad |G| = G_1 + G_2 + G_3.$$

Позначимо доповнення в C^∞ і C_0^∞ відповідно через H_m і $\dot{H}_m$ відносно норми /7/. Зрозуміло, що простори $H_0, \dot{H}_0, H_m, \dot{H}_m$ є гільбертовими.

Функції $f(x, y, t)$ і $g(x, y, t)$ будемо називати ортогональними в G , якщо

$$(f, g) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\iint_G f(x, y, t) g(x, y, t) dx dy \right] dt = 0.$$

У просторі $\dot{H}_0$ розглянемо множину N таких функцій:

$$N = \begin{cases} \varphi(x, y, t) \in \dot{H}_0, \\ \varphi(x, y, t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_{kl} \sin kx \sin ly e^{i\sqrt{k^2+l^2}t} \\ \sum_{l,k} |a_{kl}|^2 < \infty \end{cases}$$

Ортогональне доповнення до N позначимо $N^\perp$.

Теорема 1. Нехай для функції $f(x, y, t)$ в рівнянні /3/ виконуються умови: 1/ $f(x, y, t)$ є майже періодична по t , рівномірно відносно x, y , причому

$$f(x, y, t) = \sum_{k,l=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_{kln} \sin kx \sin ly e^{i\lambda_n t}; \quad /9/$$

2/ показники λ_n мають єдину граничну точку в нулі

$$(\lambda_{n+1} < \lambda_n, \lambda_n - \lambda_{n+1}, |\lambda_n| < 1),$$

3/ $f(x, y, t) \in H_k \cap N^1$

Тоді існує єдиний майже періодичний по t розв'язок $u(x, y, t)$ задачі

/3/, /4/ такий, що

$$u(x, y, t) \in \dot{H}_{k+1} \cap N^1,$$

$$\|u(x, y, t)\|_{k+1} \leq C_k \|f\|_k \quad (C_k = \text{const}).$$

Доведення. Шукаємо розв'язок задачі /3/, /4/ у вигляді

$$u(x, y, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_{kln} \sin kx \sin ly e^{i\lambda_n t}. \quad /10/$$

Підставляючи /9/ і /10/ в рівняння /3/, одержуємо

$$u_{kln} = \frac{f_{kln}}{k^2 + l^2 - \lambda_n^2}. \quad /11/$$

Із рівняння /11/ випливає, що коли ряд /9/ абсолютно збіжний, а спектр $\{\lambda_n\}$ має єдину граничну точку в нулі, то ряд /10/ також абсолютно збіжний, причому $\|u\|^2 \leq \|f\|^2$. Легко показати, що $\|u\|^2 \leq c \|f\|^2$, де $c = \text{const}$. Це означає, що $u = u(x, y, t)$ слабкий розв'язок задачі /3/, /4/. Покажемо тепер, що цей розв'язок є сильним розв'язком, тобто

$$u(x, y, t) \in \dot{H}_{k+1} \cap N^1.$$

Маємо $u \in \dot{H}_1 \cap N^1$ і для всіх $\psi \in C_0^\infty$, $(\square \psi, u) = (\psi, f)$. Заміняючи в правій частині /3/ $f(x, y, t)$ на $f_t^h = \frac{f(x, y, t+h) - f(x, y, t)}{h}$, покажемо, що $u_t^h = \frac{u(x, y, t+h) - u(x, y, t)}{h}$ є слабким розв'язком рівняння

$$\square u_t^h = f_t^h, \quad \text{тобто} \quad (\square \psi_t^h, u) = -(\square \psi, u_t^h) = (\psi_t^h, f) = -(\psi, f_t^h).$$

На основі сказаного вище

$$\|u_t^h\|_1 \leq \text{const} \|f_t^h\|_1.$$

Переходячи до границі, коли $h \rightarrow 0$, одержуємо $u_t \in \dot{H}_1 \cap N^1$ і

$$\|u_{t^2}\|_1 \leq \text{const} \|f_{t^2}\|.$$

Аналогічно дістаємо

$$\|u_{t^2}\| \leq \text{const} \|f_{t^2}\|.$$

Залишилось показати диференційованість по x і y . Розглянемо фінітну функцію $z(x) \in C^\infty$, $\text{supp}(z(x)) \subset (0, \pi)$, $\text{supp}(z(x+h)) \subset (0, \pi)$.

Прийmemo
$$\varphi_x^h = \frac{\varphi(x+h, y, t) - \varphi(x, y, t)}{h}$$

Легко перевірити, що

$$(\square \varphi, (zu)_x^h) = (-\square \varphi_x^h, zu) = -(z \square \varphi_x^h, u)$$

Прийнявши $z=1$ і прямуючи h до нуля, одержуємо, що u_{x^2} існує і належить H_0 на довільному компактi A . Розглядаючи фінітну функцію

$$z = z(y) \in C^\infty, \text{supp } z(y) \subset (0, \pi), \text{supp } z(y+h) \subset (0, \pi),$$

приймемо

$$\varphi_y^h = \frac{\varphi(x, y+h, t) - \varphi(x, y, t)}{h}.$$

Зовсім аналогічно показуємо, що u_{y^2} і u_{xy} існують і належать H_0 .

Повертаючись тепер до рівняння

$$(\square \varphi, u) = (\varphi, f).$$

дістаємо

$$(\square \varphi, u) = (\varphi, \square u) = (\varphi, f),$$

тобто $\square u = f$ для всіх $\varphi \in N_0(x, y, t)$ — сильний розв'язок рівняння /3/ і

$$\|u_{tt}\| + \|f\| < +\infty.$$

Звідси випливає, що $u_{xx} + u_{yy} \in H_0$; $u \in H_2$ відносно x, y .

Так само можна показати, що $u \in H_{k+1}$, $\|u\|_{k+1} \leq c_k \|f\|_k$, що й доводить нашу теорему.

Доведена теорема для рівняння мембрани розповсюджується і для рівняння газу.

Список літератури: І.Лісович Л.М., Свірчевська Ж.С. Існування майже періодичного розв'язку однієї задачі для гіперболічного рівняння другого порядку. - "Доп. АН УРСР, сер. А", 1973, №7.

2. Rabinowitz P.H. *Periodic solutions of Nonlinear Hyperbolic Partial Differential Equations.* - , *Com. Pure and Appl. Math.*, 1967, 20, №1, 145.

УДК 517.43

Г.І.Чуйко

ПРО ПРЕДСТАВЛЕННЯ АБЕЛЕВОЇ ГРУПИ ОПЕРАТОРІВ В ГІЛЬБЕРТОВОМУ ПРОСТОРІ

Дж. Уермер довів, що для довільної обмеженої абелевої групи G операторів у гільбертовому просторі H існує обмежений самоспряжений оператор B з обмеженим всюди визначеним оберненим B^{-1} , таким, що оператор BTB^{-1} унітарний для всіх $T \in G$.

Наша мета - довести аналог лема Уермера, відкинувши вимогу обмеженості групи G .

Теорема. Нехай H - сепарабельний гільбертів простір, а $G \subset B(H)$ - абелева група і виконуються такі умови:

1/ в H існує сепарабельна узагальнена спектральна міра P , така, що для будь-яких $\Delta \in D(P)$ і $T \in G$

$$P(\Delta)T = TP(\Delta);$$

2/ для будь-якого $\Delta \in D(P)$ $\sup_{T \in G} \|P(\Delta)T\| < \infty$.

Тоді існує скалярний добуток $(\cdot, \cdot)_0$ на лінійному многовиді

$\tilde{H} = \bigcup_{\Delta \in D(P)} P(\Delta)H$, еквівалентний на $P(\Delta)H$, $\Delta \in D(P)$ скалярному добутку $(\cdot, \cdot)_0$ простору H , та існує $(\cdot, \cdot)_0$ -самоспряжений оператор B з оберненим B^{-1} , таким, що оператор BTB^{-1} в істотному $(\cdot, \cdot)_0$ -унітарний для кожного $T \in G$.