

ЗАМЕТКИ СЕМИНАРОВ ПО КУРСУ «УРАВНЕНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ»

Автор: Хоружий Кирилл

От: 12 октября 2021 г.

1 Семинар от 25.09.21 (Фурье и Лаплас)

Про Фурье. Как раньше нашли

$$L(\partial_t)G(t) = \delta(t), \quad \Rightarrow \quad \hat{x}(\omega) = \int_{\mathbb{R}} e^{-i\omega t} x(t) dt, \quad x(t) = \int_{\mathbb{R}} e^{i\omega t} \hat{x}(\omega) \frac{d\omega}{2\pi}.$$

Для этого должно выполняться

$$\int |x(t)| dt < +\infty.$$

Например, для $\partial_t + \gamma$:

$$(\partial_t + \gamma)G(t) = \delta(t), \quad \Rightarrow \quad \int_{\mathbb{R}} \frac{dt}{\dots} e^{-i\omega t} dt = x(t) e^{-i\omega t} \Big|_{-\infty}^{+\infty}, \quad \Rightarrow \quad (i\omega + \gamma)\hat{G}(\omega) = 1, \quad \Rightarrow \quad \hat{G}(\omega) = \frac{1}{i\omega + \gamma}.$$

Так приходим к уравнению

$$G(t) = \int_{\mathbb{R}} \frac{e^{i\omega t}}{\omega - i\gamma} \frac{d\omega}{2\pi} = \begin{cases} e^{-\gamma t}, & t > 0, \\ 0, & t < 0 \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \hat{G}(\omega) = \theta(t) e^{-|t|}.$$

Однако, при $\hat{L} = \partial_t - \gamma$ мы бы получили

$$G_A(t) = \theta(-t) e^{\gamma t},$$

хотя вообще должно быть (если посчитать через неопределенные коэффициенты)

$$G_R(t) = \theta(t) e^{\gamma t},$$

которая растёт.

В методе с Фурье будут получаться функции Грина затухающие, но, возможно, без причинности. В методе неопределённых коэффициентов исходим из причинности, но может быть рост $\sim e^{\gamma t}$.

Кроме того, в Фурье всегда предполагается $x(t \rightarrow -\infty) = 0$ и $x(t \rightarrow +\infty) = 0$. Также может случиться

$$(\partial_t^2 + \omega_0^2)G(t) = \delta(t), \quad \Rightarrow \quad \hat{G}(\omega) = \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2},$$

с особенностями на вещественной оси, что можно решить, сместив полюса в \mathbb{C} .

Свёртка. Рассмотрим уравнение

$$L(\partial_t)x(t) = f(t), \quad L(\partial_t)G(t) = \delta(t).$$

Фурье переводит

$$\int_{\mathbb{R}} \partial_x^n x(t) e^{-i\omega t} dt = (i\omega)^n \hat{x}(\omega).$$

Тогда

$$L(i\omega)\hat{x}(\omega) = \hat{f}(\omega), \quad L(i\omega)\hat{G}(\omega) = 1, \quad \Rightarrow \quad \hat{G}(\omega) = \frac{1}{L(i\omega)}.$$

Также нашли, что

$$\hat{x}(\omega) = \frac{\hat{f}(\omega)}{L(i\omega)} = \hat{f}(\omega)\hat{G}(\omega), \quad \Rightarrow \quad x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(t-s)f(s) ds.$$

Преобразование Лапласа. Пусть есть некоторое преобразование

$$\tilde{f}(p) = \int_0^{\infty} e^{-pt} f(t) dt,$$

где подразумевается, что $\operatorname{Re} p \geq 0$ и, вообще, в Фурье можно $p \in \mathbb{C}$.

Пусть $p = i\omega$, где $\omega \in \mathbb{R}$. Тогда

$$\tilde{f}(i\omega) = \int_{\mathbb{R}} e^{-i\omega t} f(t) dt = \hat{f}(\omega), \quad \Rightarrow \quad f(t) = \int_{\mathbb{R}} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} = \int_{\mathbb{R}} \tilde{f}(i\omega) e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} = \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{pt} \tilde{f}(p) \frac{dp}{2\pi}.$$

В вычислениях выше мы предполагали, что $f(t \rightarrow \infty) = 0$.

Обойдём это, пусть $|f(t)| < Me^{st}$, при $s > 0$. Возьмём $p_0 > s$, тогда

$$\tilde{f}(p) = \int_{\mathbb{R}} e^{-p_0 t} e^{-(p-p_0)t} f(t) dt = \tilde{g}(p - p_0),$$

где вводе $g(t) = e^{-ip_0 t} f(t)$, которая уже убывает на бесконечности. Обратно:

$$g(t) = \int_{-i\infty}^{+i\infty} \tilde{g}(p) e^{pt} \frac{dp}{2\pi} = \int_{p_0-i\omega}^{p_0+i\omega} \tilde{g}(p - p_0) e^{-p_0 t} e^{pt} \frac{dp}{2\pi i}.$$

Так пришли к форме обращения

$$f(t) = \int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} \tilde{f}(p) \frac{dp}{2\pi i}, \quad \tilde{f}(p) = \int_{\mathbb{R}} e^{-p_0 t} e^{-(p-p_0)t} f(t) dt = \tilde{g}(p - p_0), \quad (1)$$

где $g(t) = e^{-ip_0 t} f(t)$.

Забавный факт, из леммы Жордана: при $t < 0$ $f(t < 0) = 9$, по замыканию дуги по часовой стрелке (вправо). Выбирая p_0 так, чтобы все особенности лежали левее p_0 , можем получать причинные функции.

Производная. Найдём преобразование Лапласа для $\partial_t f(t)$:

$$\int_0^\infty \frac{df}{dt} e^{-pt} dt = f e^{-pt} \Big|_0^\infty + p \int_0^\infty f(t) e^{-pt} dt = p \tilde{f}(p) - f(+0).$$

Но, для функции Грина $L(\partial_t)G(t) = \delta(t)$, тогда

$$L(\partial_t)G_\varepsilon(t) = \delta(t - \varepsilon), \quad G_\varepsilon(t) = G(t - \varepsilon), \quad \Rightarrow \quad G_\varepsilon(0) = 0,$$

где $G_\varepsilon \rightarrow G(t)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$.

Преобразуем¹ по Лапласу уравнения выше

$$L(p)G(p) = e^{p\varepsilon} = 1, \quad \Rightarrow \quad G_\varepsilon(p) = \frac{1}{L(p)}, \quad \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} \quad G(p) = \frac{1}{L(p)}.$$

Так получаем

$$G(t) = \int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} \frac{e^{pt}}{\tilde{L}(p)} \frac{dp}{2\pi i}, \quad (2)$$

где p_0 правее всех особенностей.

Пример. Рассмотрим $L = \partial_t + \gamma$, тогда

$$(p + \gamma)G(p) = 1, \quad \Rightarrow \quad G(p) = \frac{1}{p + \gamma}, \quad \Rightarrow \quad G(t) = \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{e^{pt}}{p + \gamma} \frac{dp}{2\pi i} = \theta(t) e^{-\gamma t}.$$

Аналогично, пусть $L = \partial_t^2 + \omega^2$, тогда $LG(t) = \delta(t)$, и

$$G(p) = \frac{1}{p^2 + \omega^2}, \quad \Rightarrow \quad G(t) = \int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} \frac{e^{pt}}{p^2 + \omega^2} \frac{dp}{2\pi i} = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ \dots, & t > 0 \end{cases} = \theta(t) \left(\frac{e^{i\omega t}}{2i\omega} + \frac{e^{-i\omega t}}{-2i\omega} \right) = \theta(t) \frac{\sin \omega t}{\omega}.$$

В общем виде, пусть $L(\partial_t)G(t) = \delta(t)$, тогда

$$L(p)G(p) = 1, \quad \Rightarrow \quad G(p) = \frac{1}{L(p)}, \quad \Rightarrow \quad G(t) = \int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} \frac{e^{pt}}{L(p)} \frac{dp}{2\pi i}.$$

Поговорим про свёртку:

$$Lx = f, \quad \Rightarrow \quad L(p)x(p) = f(p), \quad L(p)G(p) = 1, \quad \Rightarrow \quad G(p) = \frac{1}{L(p)}.$$

Тогда получается

$$x(p) = \frac{f(p)}{L(p)} = f(p)G(p), \quad \Rightarrow \quad x(t) = \int_0^t G(t-s)f(s) ds.$$

Уравнение Вольтера. Иногда бывает уравнения на $x(s)$ вида

$$f(t) = \int_0^t x(s)K(t-s) ds. \quad (3)$$

Через преобразование Лапласа, находим

$$f(p) = x(p)K(p), \quad \Rightarrow \quad x(p) = \frac{f(p)}{K(p)}. \quad (4)$$

¹Здесь и далее $f(t)$ – функция, $f(\omega) = \hat{f}(\omega)$ – Фурье образ, $f(p) = \tilde{f}(p)$ – преобразование Лапласа.

В общем виде тогда находим

$$x(t) = \int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} \frac{f(p)}{K(p)} e^{pt} \frac{dp}{2\pi i}.$$

Кстати, забавный факт:

$$\int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} 1 \cdot e^{pt} \frac{dp}{2\pi i} = e^{p_0 t} \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{pt} \frac{dp}{2\pi i} = e^{p_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} = \delta(t), \quad (5)$$

то есть преобразование Лапласа от константы – дельта функция.

Рассмотрим, например

$$\int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{p+1-1}{p+1} e^{pt} \frac{dp}{2\pi i} = \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{pt} \frac{dp}{2\pi i} - \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{e^{pt}}{p+1} \frac{dp}{2\pi i} = \delta(t) - \theta(t)e^{-t}.$$

Также верно, что

$$\int_{-i\infty}^{i\infty} p e^{pt} \frac{dp}{2\pi i} = \delta'(t).$$

Действительно,

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{-i\infty}^{i\infty} e^{pt} \frac{dp}{2\pi i} \right) = \frac{d}{dt} \delta(t) = \delta'(t).$$

Важно, что можно делать функции маленькими

$$\int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} f(p) e^{pt} \frac{dp}{2\pi i} = \left(\frac{d}{dt} \right)^n \int_{p_0-i\infty}^{p_0+i\omega} \frac{f(p)}{p^n} e^{pt} \frac{dp}{2\pi i}. \quad (6)$$

Неоднородная релаксация. Рассмотрим уравнение

$$(\partial_t + \gamma(t))G(t, s) = \delta(t - s), \quad x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(t, s) f(s) ds,$$

где продолжаем требовать причинность $G(t, s > t) = 0$. Для начала, рассмотрим $t > s$, тогда

$$(\partial_t + \gamma(t))G(t) = 0, \quad \Rightarrow \quad \frac{dG}{G} = -\gamma(t) dt, \quad \Rightarrow \quad G(t, s) = A(s) \exp \left(- \int_{t_0}^t \gamma(t') dt' \right).$$

Также записываем граничные условия:

$$\int_{s-\varepsilon}^{s+\varepsilon} \dots ds, \quad \Rightarrow \quad G(s+0, s) = 1.$$

Так можем найти

$$A(s) \exp \left(- \int_{t_0}^s \gamma(t') dt' \right) = 1, \quad \Rightarrow \quad G(t, s) = \theta(t - s) \exp \left(- \int_s^t \gamma(t') dt' \right), \quad (7)$$

где мы разбили

$$\int_{t_0}^t = \int_{t_0}^s + \int_s^t,$$

и получили, что хотели.

Комментарий про дельта функцию. Главное, нужно показать, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta_a(x) dx = 1, \quad \lim_{a \rightarrow 0} \delta_a(x) = 0, \quad \text{при } x \neq 0.$$

Вообще можем плодить дельтаобразные последовательности, взяв f с единичным интегралом и

$$\delta_a(x) = \frac{1}{a} f \left(\frac{x}{a} \right).$$

Комментарий про преобразование Лапласа. Для функции вида

$$\frac{1}{\sqrt{p + \alpha}},$$

необходим аппарат разрезов, так что её можно сделать с шифтом на неделю.

На следующей недели будет контрольная. Необходим аппарат метода неопределенных коэффициентов, матричные экспоненты, решение диффузов через Фурье (не всегда причинный результат), а также преобразование Лапласа. Вычеты скорее всего в районе второго порядка и меньше. Ещё полезно вспомнить, как записывать начальные условия: осциллятор, осциллятор с затуханием.

2 Семинар от 12.09.21

Ранее решалась задача Коши, вида $L(\partial_t)x(t) = \varphi(t)$. Можно рассмотреть другой класс задач:

$$f(0) = f(\pi) = 0, \quad (\partial_x^2 + 1)f(x) = 0, \quad \Rightarrow \quad f(x) = A \sin x,$$

где A – любая, то есть решение не единственно. Более того, решение может не существовать.

Однако, покуда мы рассматриваем диффуры первого порядка, граничное условие всего одно: значение функции в точке: $x(0) = x_0$, что эквивалентно задаче Коши.

2.1 Задача Штурма-Лиувилля

Интереснее на диффурах II порядка, один из наиболее ярких примеров: *задача Штурма-Лиувилля*:

$$\hat{L} = \partial_x^2 + Q(x)\partial_x + U(x), \quad \hat{L}f(x) = \varphi(x), \quad \begin{cases} \alpha_1 f(a) + \beta_1 f'(a) = 0 \\ \alpha_2 f(b) + \beta_2 f'(b) = 0, \end{cases}$$

где² $|\alpha_1| + |\beta_2| \neq 0$ и $|\alpha_2| + |\beta_1| \neq 0$.

Заметим, что уравнение линейно: если $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$, то $f = f_1 + f_2$, а значит ответ можно найти в виде

$$f(x) \int_a^b G(x, y) \varphi(y) dy,$$

однако система теперь не является транслационно инвариантной.

Граничные условия на G :

$$\alpha_1 f(a) + \beta_1 f'(a) = \int_a^b \underbrace{(\alpha_1 G(a, y) + \beta_1 G'_x(a, y))}_{\text{непрерывен}} \varphi(y) dy = 0,$$

что верно $\forall \varphi$. По лемме Дюбуа-Реймона, можем свести уравнение к виду

$$\alpha_1 G(a, y) + \beta_1 G'_x(a, y) \equiv 0,$$

то есть функция Грина G наследует граничные условия. Аналогично,

$$\alpha_2 G(b, y) + \beta_2 G'_x(b, y) = 0.$$

Запишем уравнение на $G(x, y)$:

$$\varphi(y) = \delta(y - y'), \quad \Rightarrow \quad f(x) = \int_a^b G(x, y) \delta(y - y') dy = G(x, y'), \quad \Rightarrow \quad \hat{L}G(x, y) = \delta(x - y).$$

Решения имеет смысл разбить на $x \neq y$, и, в частности, рассмотрим $x < y$:

$$\begin{cases} \hat{L}G(x, y) = 0 \\ \alpha_1 G(a, y) + \beta_1 G'_x(a, y) = 0 \end{cases}, \quad \Rightarrow \quad G(x, y) = A(y) \cdot u(x), \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \hat{L}u(x) = 0 \\ \alpha_1 u(a) + \beta_1 u'(a) = 0 \end{cases}$$

Более того, почему бы и не доопределить $u(a) = -\beta_1$ и $u'(a) = \alpha_1$, таким образом свели задачу к задаче Коши, решение которой существует и единственно.

Аналогично для $x > y$:

$$\hat{L}G(x, y) = 0, \quad \Rightarrow \quad G(x, y) = B(y)v(x), \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \hat{L}v = 0 \\ \alpha_2 v(b) + \beta_2 v'(b) = 0 \end{cases}$$

где снова есть задача Коши, решение которой существует и единственно.

Сшивки. Во-первых заметим, что G непрерывна, а G' испытывает скачок:

$$G(y + 0, y) = G(y - 0, y), \quad \Rightarrow \quad A(y)u(y) = B(y)v(y).$$

Интегрируя, находим

$$G'_x(y + 0, y) - G'_x(y - 0, y) = 1, \quad \Rightarrow \quad B(y)v'(y) - A(y)u'(y) = 1.$$

Собирая уравнения вместе, находим, что

$$B(y) \underbrace{\left(\frac{v'(y)u(y) - v(y)u'(y)}{u(y)} \right)}_{W[u, v]} = 1, \quad \Rightarrow \quad B(y) = \frac{u(y)}{W}, \quad A(y) = \frac{v(y)}{W(y)},$$

²Часто можно встретить нулевые граничные условия: $f(a) = f(b) = 0$.

где $W[u, v]$ – вронскиан. Итого, можем выписать ответ:

$$G(x, y) = \frac{1}{W(y)} \begin{cases} v(y)u(x), & x < y; \\ v(x)u(y), & x > y. \end{cases}$$

Можем записать, когда решение \exists и !:

$$W \neq 0, \quad \Rightarrow \quad \text{Sol } \exists \& !.$$

Отсюда вытекает теорема Стеклова:

Thr 2.1 (теорема Стеклова). Если u, v – спец. ФСР, то решение существует и единственно:

$$f(x) = \int_a^b G(x, y) \varphi(y) dy, \quad \hat{L}^{-1} \varphi = f.$$

Если $W = \text{const}$, то $G(x, y) = G(y, x)$ – симметричное ядро, а значит L^{-1} – симметричный, самосопряженный оператор \Rightarrow у \hat{L} есть ОНБ из собственных функций.

Про вронскиан. Можно записать формулу Лиувилля-Остроградского

$$W(x) = \det \begin{pmatrix} u & v \\ u' & v' \end{pmatrix} = W(x_0) \exp \left(- \int_{x_0}^x Q(z) dz \right).$$

Def 2.2. Специальной ФСР называется решение уравнению $\hat{L}u = 0$ и $\alpha_1 u(a) + \beta_1 u'(a) = 0$, и аналогичного уравнения по $v(x)$ с граничным условием в b , если $W[u, v] \neq 0$, то есть u и v линейной независимы.

Пример I. Рассмотрим уравнения

$$\begin{cases} \partial_x^2 f(x) = \varphi(x) \\ f(a) = f(b) = 0 \end{cases} \Rightarrow \quad u(x) = x - a, \quad v(x) = x - b, \quad \Rightarrow \quad W = \begin{pmatrix} u & v \\ u' & v' \end{pmatrix} = b - a = \text{const},$$

а значит

$$G(x, y) = \frac{1}{b - a} \begin{cases} (y - b)(x - a), & x < y \\ (x - b)(y - a), & x > y. \end{cases}$$

Пример II. Рассмотрим двумерный цилиндр, радиуса R , вне которого $\rho(r > R) = 0$, $\rho(r) = \rho(r)$. Рассмотрим уравнения Лапласа:

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi\rho, \quad \Rightarrow \quad (\partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r) \varphi = -4\pi\rho.$$

Добавим граничные условия: потенциал определен с точностью до константы, так что пусть $\varphi(R) = 0$, также хотим конечность φ при $r = 0$, так что пусть $\varphi(0) = 1$.

Получили задачу, где при $r < r'$

$$\left\{ \left(\partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r \right) u(r) = 0, \quad u(0) = 1 \right\} \Rightarrow \quad u' = \frac{C}{r}, \quad \Rightarrow \quad u(r) = C \ln r + D = 1.$$

Аналогично, рассмотрим $r > r'$:

$$\left\{ \left(\partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r \right) v(r) = 0, \quad v(R) = 0, \right\} \Rightarrow \quad v(R) = C' \ln R + D', \quad \Rightarrow \quad v = \ln \left(\frac{r}{R} \right).$$

Сразу вычислим

$$W[u, v] = \det \begin{pmatrix} 1 & \ln r/R \\ 0 & 1/r \end{pmatrix} = \frac{1}{r}, \quad \Rightarrow \quad G(r, r') = r' \begin{cases} \ln \frac{r'}{R}, & r < r' \\ \ln \frac{r}{R}, & r > r' \end{cases} \Rightarrow \quad \varphi(r) = \int_0^R G(r, r') (-4\pi\rho(r')) dr'.$$

2.2 Задача с периодическими условиями

Рассмотрим такой же \hat{L} , и граничные условия в виде

$$\begin{cases} f(a) = f(b) \\ f'(a) = f'(b), \end{cases}$$

то есть решение периодически.

Пример. Рассмотрим задачу

$$\hat{L} = \partial_x^2 + \varkappa^2,$$

с условиями на $[-\pi, \pi]$.

При $x < y$:

$$G(x, y) = A_1(y) \sin \varkappa(x + \pi) + B_1(y) \cos \varkappa(x + \pi),$$

и аналогично для $x > y$:

$$G(x, y) = A_2 \sin \kappa(x - \pi) + B_2(y) \cos \kappa(x - \pi).$$

Запишем граничные условия:

$$\begin{aligned} G(-\pi, y) = G(\pi, y), & \Rightarrow B_1(y) = B_2(y) \stackrel{\text{def}}{=} B(y) \\ G'_x(-\pi, y) = G'_x(\pi, y), & \Rightarrow A_1(y) = A_2(y) \stackrel{\text{def}}{=} A(y). \end{aligned}$$

Тогда нашли, что

$$G(x, y) = \begin{cases} A \sin \kappa(x + \pi) + B \cos \kappa(x + \pi) \\ A \sin \kappa(x - \pi) + B \cos \kappa(x - \pi) \end{cases}$$

Теперь запишем непрерывность:

$$A \sin \kappa(x + \pi) + B \cos \kappa(x + \pi) = A \sin \kappa(x - \pi) + B \cos \kappa(x - \pi).$$

А также скачок производной

$$G'_x(y + 0, y) - G'_x(y - 0, y) = 1, \Rightarrow A \cos \kappa(x - \pi) - B \sin \kappa(x - \pi) - A \cos \kappa(x + \pi) + B \cos \kappa(x + \pi) = \kappa^{-1}.$$

Решая эту систему находим, что

$$2 \sin \pi \kappa \begin{pmatrix} \cos \kappa y & -\sin \kappa y \\ \sin \kappa y & \cos \kappa y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1/\kappa \end{pmatrix}, \Rightarrow \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \frac{1}{2 \sin \pi \kappa} \begin{pmatrix} \cos \kappa y & \sin \kappa y \\ \sin \kappa y & \cos \kappa y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1/\kappa \end{pmatrix} = \frac{1}{2 \kappa \sin \pi \kappa} \begin{pmatrix} \sin \kappa y \\ \cos \kappa y \end{pmatrix}.$$

Подставляя в $G(x, y)$, находим³

$$G(x, y) = \frac{1}{2 \kappa \sin \pi \kappa} \begin{cases} \cos(\kappa(x - y) + \kappa \pi), & x < y \\ \cos(\kappa(x - y) - \kappa \pi), & x > y. \end{cases}$$

Всё это было, повторимся, для уравнения:

$$(\partial_x^2 + \kappa^2) f(x) = \varphi(x), \Rightarrow f(x) = \int_{-\pi}^{+\pi} G(x, y) \varphi(y) dy.$$

2.3 Другой способ

Дорустим мы \mathcal{H} , соответственно есть $\langle x|y \rangle$ – эрмитово. Допустим есть некоторый сопряженный оператор $\langle Ax|y \rangle = \langle x|A^*y \rangle$. При чём требуем, что y : обе части непрерывны по x :

$$\mathcal{D}(A^*) = \{y: \langle Ax|y \rangle \text{ непр. по } x, x \in \mathcal{D}A\}.$$

Получается, что было бы здорово, если бы выполнялось $\mathcal{D}(A) = \mathcal{D}(A^*)$ и $A = A^*$, тогда $\langle Ax|y \rangle = \langle x|Ay \rangle$, и A – ССО.

Thr 2.3 (thr Гильберта-Шмидта). Если A – компактный⁴ ССО, то у A есть ОНБ из собственных векторов.

Далее верим, что базис счётный, есть условие ортогональности и $Ae_n = \lambda_n e_n$. Вернемся к оператору Штурма-Лиувилля:

$$\hat{L} = A(x) \partial_x^2 + B(x) \partial_x + C(x),$$

и живем мы в $\mathcal{H} = L_2[a, b]$, со скалярным произведением, вида

$$\langle f|g \rangle = \int_a^b f \bar{g} dx.$$

Покажем, что для задачи⁵ Штурма-Лиувилля \hat{L} симметричен, при $B(x) = A'(x)$.

Действительно,

$$\langle \hat{L}f|g \rangle = \int_a^b (\partial_x(A \partial_x f) + C) f \bar{g} dx,$$

где $\langle Cf|g \rangle = \langle f|Cg \rangle$, так что дальше опустим.

$$\langle \hat{L}f|g \rangle \sim \int_a^b \partial_x(A \partial_x f) g dx = \dots + A \partial_x f \bar{g} \Big|_a^b - \int_a^b \frac{d\bar{g}}{dx} df = A \frac{df}{dx} \bar{g} \Big|_a^b - A f \frac{d\bar{g}}{dx} \Big|_a^b + \langle f|\hat{L}g \rangle.$$

³К дз будет полезно заметить, что $G(x, y) = G(y, x)$ – задача трансляционно инвариантна.

⁴ $\mathcal{D}(A)$ – компакт в гильбертовом пространстве.

⁵с периодическими гран. условиями?

Задача Штурма-Лиувилля. Для f и g верно, что

$$\begin{aligned} \alpha_1 f(a) + \beta_1 f'(a) &= 0 \\ \alpha_2 f(b) + \beta_2 f'(b) &= 0 \end{aligned} \quad A(b) [f'(b)\bar{g}(b) - f(b)\bar{g}'(b)] - A(a) [\dots] \sim \det \begin{pmatrix} \bar{g} & f \\ \bar{g}' & f' \end{pmatrix} = 0,$$

в силу граничных условий, а значит концов не будет:

$$\langle \hat{L}f | g \rangle = \langle f | \hat{L}g \rangle,$$

ура!)

Аналогично для периодических граничных условий:

$$\langle \hat{L}f | g \rangle = Af' \bar{g} \Big|_a^b - Af \bar{g}' \Big|_a^b + \langle f | \hat{L}g \rangle,$$

но из периодических граничных условий сразу получаем, что \hat{L} симметричный, а значит, скорее всего, \hat{L} – ССО.

А теперь внимание:

$$\hat{L}f = \varphi, \quad \Rightarrow \quad f = \underbrace{\int_a^b dt G(x, y) \varphi(y)}_{\text{компл } \hat{L}^{-1}} = \hat{L}^{-1} \varphi,$$

где

$$\hat{L} = A\partial_x^2 + A'\partial_x + C, \quad \Rightarrow \quad L^{-1} \text{ симметричный} \quad \Rightarrow \quad G(x, y) = G(y, x).$$

Итак, для операторов Штурма-Лиувилля ищем собственные функции:

$$\begin{cases} \hat{L}e_n(x) = \lambda_n e_n(x) \\ \text{гран. усл.} \end{cases} \quad \Rightarrow \quad f(x) = \sum_n f_n e_n(x),$$

домножая на e_m , находим, что

$$\langle f | e_m \rangle = f_m \langle e_m | e_n \rangle, \quad \Rightarrow \quad f_m = \frac{\langle f | e_m \rangle}{\langle e_m | e_n \rangle}, \quad \langle f | e_m \rangle = \int_a^b f(x) \bar{e}_m(x) dx.$$

Метод Фурье решения краевых задач:

$$L(\partial_t)u(x, t) = \hat{A}_x u(x, t) + f(x, t),$$

плюс граничные условия. Раскладывая,

$$\hat{A}_x e_n = \lambda_n e_n, \quad u = \sum_n u_n(t) e_n(x), \quad \Rightarrow \quad f(x, t) = \sum_n f_n(t) e_n(x),$$

а значит

$$\sum_n (L(\partial_t)u_n(t) - \lambda_n u_n(t) - f_n(t)) e_n(x) = 0,$$

откуда можем находить $u_n(t)$:

$$u(x, t) = \sum_n u_n(t) e_n(x).$$

Пример. Рассмотрим снова задачу, вида

$$(\partial_x^2 + \varkappa^2)G(x, y) = \delta(x - y)$$

и решим методом Фурье. Получим систему, вида

$$\begin{cases} \partial_x^2 e_n = \lambda_n e_n \\ e_n(-\pi) = e_n(\pi) \\ e'_n(-\pi) = e'_n(\pi) \end{cases} \quad \Rightarrow \quad e = \alpha e^{iqx} + \beta e^{-iqx}, \quad \alpha e^{iq\pi} + \beta e^{-iq\pi} = \alpha e^{-iq\pi} + \beta e^{iq\pi}.$$