УДК 530.01: 531.6: 550.34.09:550.34.013:550.344

В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб

ДП "Науканафтогаз", м. Вишневе

ФУНКЦІЯ ДЕТЕРМІНОВАНОЇ ЙМОВІРНОСТІ В ДИНАМІЧНИХ ЗАДАЧАХ ГЕОФІЗИКИ

Розглянуто функцію детермінованої імовірності, що враховує закони: збереження, зміни, перенесення та упакування енергії у русі системи фізичних точок, визначає закон нормального розподілу Гаусса і дає змогу визначати потенціальну та кінетичну енергії фізичної точки системи виходячи зі знань про загальну енергію. Зв'язок кінетичної і потенціальної енергій з фізичними та кінематичними параметрами окремої точки та її рухи у замкненій фізичній системі дозволяє однозначно визначати динамічні параметри за відомими кінематичними параметрами і навпаки. Використання цієї функції для аналізу руху матеріальних систем (фізичних точок Землі, хвильового поля сейсмічного сигналу і т. ін.) дає можливість отримати коректний розв'язок обернених задач математичної геофізики.

Ключові слова: енергія; функція детермінованої імовірності (ФДІ); зміна у часі, перенесення у просторі, збереження і упакування енергії, енергоінформаційний осцилятор.

Розглянемо функцію ***детермінованої імовірності*** – *функції передачі енергії фізичним простором* (системою фізичних точок) у вигляді

$$h[\psi]=\frac{E(\psi)}{E_0}=\exp\left[-\psi^2\right], \tag{1}$$

де $\psi=\dfrac{\sqrt{K\cdot U}}{E}$ – фаза енергетичного стану; E_0 = const – загальна задана початкова енергія системи фізичних точок; $E = K + U$, K, U – загальна, кінетична і потенціальна енергії фізичних точок системи, що змінюються.

Зазначена функція узагальнює динамічні інтегральні рівняння Ньютона, Лагранжа і Гамільтона. Функція побудована за концепцією [1], законами енергетичного метаморфізму [2] у фізичному просторі. При цьому використовують теорему про гаусову лінію на поверхні [3] і лінію повільних змін фізичних властивостей у середовищі [4, 5].

У даній статті розглянуто класичну силу $F = dE(\psi)/ds$ як дисперсію функції енергії із (1) за розміром простору s, що дає змогу визначити умови спостереження класичних законів динаміки з застосуванням енергоінформаційного аналізу руху фізичної системи під час передачі нею енергії на прикладі моделі математичного осцилятора.

Для знаходження цих умов запишемо аргумент у рівнянні (1) у вигляді

$$\psi(s) = \frac{\sqrt{K(s) \cdot U(s)}}{E(s)}. \tag{2}$$

Тоді з (1) отримаємо диференціальне рівняння

$$\frac{dE(s)}{ds} = F(s) = -2 \times E_0 \psi(s) \exp\left[-\psi^2(s)\right] \frac{d\psi(s)}{ds}, \tag{3}$$

де

$$\frac{d\psi(s)}{ds} =$$

$$= \frac{\left\{ \frac{1}{2}\left[K(s)U(s)\right]^{-\frac{1}{2}} \left[U(s)\frac{dK(s)}{ds} + K(s)\frac{dU(s)}{ds}\right] E(s) - \sqrt{K(s)U(s)}\frac{dE(s)}{ds} \right\}}{E^2(s)};$$

$F(s)$ – сила, яка діє на відстані ds.

Для спрощення подальших алгебричних перетворень аргумент (s) опустимо, тоді після нескладних перетворень рівняння (3)

$$\frac{dE(s)}{ds} = F(s) = -2E_0 \frac{\sqrt{KU}}{E} \frac{E}{E_0} \frac{d\psi(s)}{ds} = -2\sqrt{KU} \frac{d\psi(s)}{ds} =$$

$$= -\left[U(s)\frac{dK(s)}{ds} + K(s)\frac{dU(s)}{ds}\right]\frac{1}{E} + \frac{2KU}{E^2}\frac{dE(s)}{ds}$$

або $\frac{dE}{ds}\left[1 - \frac{2KU}{E^2}\right] = -\left[U\frac{dK}{ds} + K\frac{dU}{ds}\right]\frac{1}{E}$ матиме вигляд

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = -\frac{1}{E}\left(U\frac{dK}{ds} + K\frac{dU}{ds}\right) \Big/ \left(1 - 2\frac{KU}{E^2}\right). \tag{4}$$

Розглянемо умови, для яких рівняння (4) є класичним визначенням сили на прикладі руху осцилятора ($K = \frac{m\dot{s}^2}{2}$, $U = \frac{\mu s^2}{2}$, $E = K + U$, де m – масса осцилятора, μ – коефіцієнт жорсткості коливань у ґратці тіла). Для осцилятора справедливим є співвідношення

$$\frac{U}{K} = \frac{(\mu / m)}{\left(\dot{s}^2 / s^2\right)} = \frac{\omega_{-}^2}{\omega_{\sim}^2}, \quad \psi^2 = \frac{KU}{E^2} = \frac{1}{4}\cdot\sin^2\left(2\omega t\right) ,$$

де $\dot{s}/s = \omega_{\sim}$ – кінематична (миттєва) частота; $\varphi = 2\omega t$; $\omega_{\sim}^2 = \omega^2 = \mu / m$ – динамічна (фазова) частота системи; $\beta^2 = \left[1 - \frac{1}{2}\sin^2\left(2\omega t\right)\right] = 1 - 2\psi^2$; $\beta = \pm\frac{1}{2}\sqrt{3+\cos\left(4\omega t\right)}$ – кінематичне рівняння або $\beta = \pm\frac{1}{E}\sqrt{K^2+U^2}$ – динамічне рівняння, фаза енергетичного стану існує в межах $0 \le \frac{KU}{E^2} \le \frac{1}{4}$, а $1/2 < \beta^2 < 1$.

1. Для $\frac{KU}{E^2} = 0 \;\Rightarrow\; \left(1 - 2\frac{KU}{E^2}\right) = \left(\frac{K^2+U^2}{E^2}\right) = \beta^2 = 1.$ (4.1)

2. Для $\frac{KU}{E^2} = \frac{1}{4} \;\Rightarrow\; \left(1 - 2\frac{KU}{E^2}\right) = \beta^2 = \frac{1}{2}.$ (4.2)

У загальному випадку

$$U\frac{dK}{ds} = \frac{1}{2}\mu s^2\frac{d}{ds}\left(\frac{m\dot{s}^2}{2}\right) = \frac{1}{2}\mu s^2\frac{d}{ds}\left(\frac{m\omega_0^2 s^2}{2}\right) = \frac{1}{2}\mu m s^2\left(\omega_0^2 s\right) = \frac{1}{2}\mu s^2\left(m\ddot{s}\right). \quad (5)$$

$$K\frac{dU}{ds} = \frac{1}{2}m\dot{s}^2\frac{d}{ds}\left(\frac{1}{2}\mu s^2\right) = \frac{1}{2}m\dot{s}^2\left(\mu s\right), \quad (5.1)$$

завжди виконується $U\frac{dK}{ds} = K\frac{dU}{ds}$.

$$\begin{aligned} F(s) = \frac{dE}{ds} &= -\frac{1}{\beta^2 E}\left[\frac{1}{2}\mu s^2\left(m\ddot{s}\right) + \frac{1}{2}m\dot{s}^2\left(\mu s\right)\right] = \\ &= -\frac{1}{2\beta^2 E}\left[\mu s^2\left(F_d\right) + m\dot{s}^2\left(F_c\right)\right], \end{aligned} \quad (5.2)$$

де $F_d = m\ddot{s}$, F_c = μs – відповідно динамічна сили і сила жорсткості.

Рівняння загальної сили (4) можна подати у вигляді

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = -\frac{1}{2\beta^2 E}F = -\frac{K}{\beta^2 E}F_d - \frac{U}{\beta^2 E}F_c = \\ = -\frac{EK}{K^2+U^2}F_d - \frac{EU}{K^2+U^2}F_c, \quad (6)$$

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = -\frac{EK}{K^2+U^2}F_d - \frac{E(E-K)}{K^2+U^2}F_c = \\ = \frac{EK}{K^2+U^2}(-F_d + F_c) - \frac{E^2}{K^2+U^2}F_c, \quad (6.1)$$

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = -\frac{E(E-U)}{K^2+U^2}F_d - \frac{EU}{K^2+U^2}F_c = \\ = \frac{EK}{K^2+U^2}(+F_d - F_c) - \frac{E^2}{K^2+U^2}F_d, \quad (6.2)$$

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = F_d \quad \text{або} \quad F(s) = \frac{dE}{ds} = F_c \quad (6.3)$$

для $K = U$ і $E^2 = K^2 + U^2$ у загальному випадку.

Дослідження загальної сили за рівнянням (6) показано на рис. 1.

Отже, умова спостереження класичної сили виникає, коли маємо енергетичні співвідношення $\frac{EK}{K^2+U^2} = 1$, $\frac{EU}{K^2+U^2} = 1$ і т. п. $K = U$ – *для закону упакування енергії, на еквіпотенціальних поверхнях з одночасним виконанням закону збереження енергії* $E = K + U$.

Оскільки осцилятор може передавати тільки кінетичну енергію, то кількість переданої загальної енергії залежить від параметра β^2 = var.

Якщо, загальна енергія є комплексне число $\left(\beta^2 = \frac{E^2}{K^2+U^2} = 1\right)$, співвідношення існує в області $\frac{KU}{E^2} \in [0 \div \pm\infty)$. Така ситуація відповідає

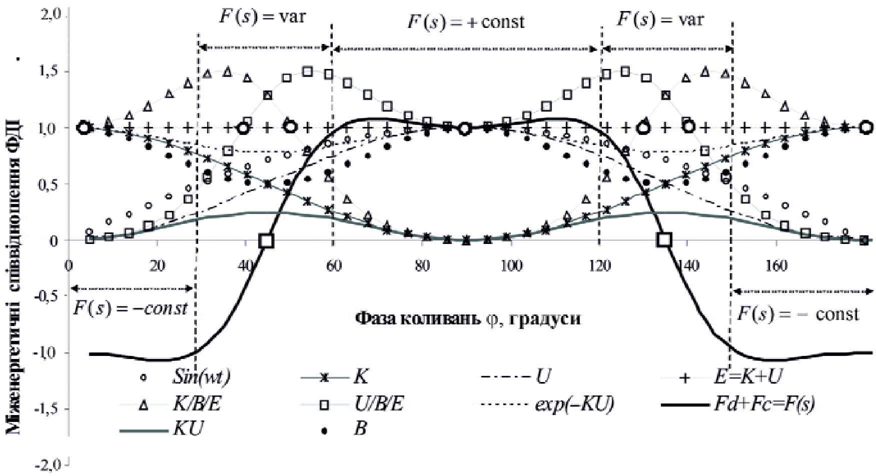

Рис. 1. Динамічні та енергоінформаційні характеристики математичного осцилятора з кутовою частотою $\omega_0 = 90$ рад·с$^{-1}$; $\sin(wt) \equiv \sin(\omega_0 t)$, $\frac{K}{\beta^2 E} = K/B/E$, $\frac{U}{\beta^2 E} = U/B/E$: ○ – точки визначення класичної сили $F(s) = F_d + F_c$ за умови $\frac{KU}{E^2} = 1$; □ – точки визначення класичної сили $F(s) = F_d + F_c = 0$ за умови $K = U$; $F(s) = +\text{const}$ – стала загальна сила за зміни фази $\Delta\varphi = 60°$; $F(s) = -\text{const}$ – стала загальна сила за зміни фази $\Delta\varphi = -60°$; $F(s) = \text{var}$ – зміна знака дії загальної сили відбувається при $\Delta\varphi = 30°$. Характеристика сили наведена за рівнянням (5.2)

безмежній кількості енергетичних станів ψ системи фізичних точок під час передачі енергії.

З (5), (5.1), (5.2) знаходимо *енергоінформаційні умови* для спостереження класичної сили для $\beta^2 = \pm\text{var}$ і $E = K + U = \frac{m\dot{s}^2}{2} \pm \frac{\mu s^2}{2}$:

1) $$\frac{m\ddot{s}s}{2\beta^2 E} = \pm 1 \text{ для } \frac{m\ddot{s}s}{2} = E \;\Rightarrow\; \frac{E}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\frac{KU}{E^2}\right) = 1, \qquad (7.1)$$

маємо розв'язок $\left.\frac{KU}{E^2}\right|_{-\beta^2} = 1$, $\left.\frac{KU}{E^2}\right|_{+\beta^2} = 0$;

2) $$\frac{m\dot{s}^2}{2\beta^2 E} = \pm 1 \text{ для } \frac{m\dot{s}^2}{2E} = \frac{K}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\frac{KU}{E^2}\right), \qquad (7.2)$$

- з рівняння $E^2 - 3KE + 2K^2 = 0\Big|_{+\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \dfrac{3}{2}K \pm \dfrac{1}{2}K : E_1 = 2K,$

$E_2 = K$ маємо розв'язок $\left(\dfrac{KU}{E^2} = 0,\ E_2 = K\right),\ \left(\dfrac{KU}{E^2} = \dfrac{1}{4},\ E_1 = 2K\right);$

- з рівняння $E^2 - KE + 2K^2 = 0\Big|_{-\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \dfrac{1}{2}K \pm j\dfrac{\sqrt{7}}{2}K = K\sqrt{2}e^{\pm j\alpha};$

$j = \sqrt{-1};\ \dfrac{KU}{E^2} = \dfrac{1}{2}\left(1 + \dfrac{\sqrt{2}}{2}e^{\mp j\alpha}\right),\ \alpha = \operatorname{arctg}\left(\sqrt{7}\right).$

3) $\dfrac{\mu s^2}{2\beta^2 E} = \pm 1$ для $\dfrac{\mu s^2}{2E} = \dfrac{U}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\dfrac{KU}{E^2}\right),$ (7.3)

- з рівняння $E^2 - 3UE + 2U^2 = 0\Big|_{+\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \dfrac{3}{2}U \pm \dfrac{1}{2}U : E_1 = 2U,$

$E_2 = U; - \left(\dfrac{KU}{E^2} = 0,\ E_2 = U\right),\ \left(\dfrac{KU}{E^2} = \dfrac{1}{4},\ E_1 = 2U\right);$

- з рівняння $E^2 - UE + 2U^2 = 0\Big|_{-\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \dfrac{1}{2}U \pm j\dfrac{\sqrt{7}}{2}U = U\sqrt{2}e^{\pm j\alpha};$

$-\ \dfrac{KU}{E^2} = \dfrac{1}{2}\left(1 + \dfrac{\sqrt{2}}{2}e^{\mp j\alpha}\right),\ \alpha = \operatorname{arctg}\left(\sqrt{7}\right).$

4) $\dfrac{\mu\dot{s}^2}{2\beta^2\omega^2 E} = \pm 1$ для $\dfrac{\mu\dot{s}^2}{2\omega^2} = E \Rightarrow \dfrac{E}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\dfrac{KU}{E^2}\right) = 1;$ (7.4)

$-\ \dfrac{KU}{E^2}\Big|_{-\beta^2} = 1,\ \dfrac{KU}{E^2}\Big|_{+\beta^2} = 0,$

5) $\dfrac{\mu s^2}{2\beta^2 E} = \dfrac{m\dot{s}^2}{2\beta^2 E} = \pm 1 \Rightarrow K = U,\ E = 2K = 2U,$

$$\frac{K}{E} = \frac{U}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\frac{KU}{E^2}\right) = \frac{1}{2}; \quad (7.5)$$

$$-\left.\frac{KU}{E^2}\right|_{-\beta^2}=\frac{3}{4},\ \left.\frac{KU}{E^2}\right|_{+\beta^2}=\frac{1}{4}.$$

Умова $\frac{KU}{E^2}=\frac{K(E-K)}{E^2}=1$ визначає такі рівняння:

$$K^2 = EK + E^2 = 0 \Rightarrow K=E\left(\frac{1}{2}\pm j\frac{\sqrt{3}}{2}\right)=Ee^{\pm j60^\circ}$$

або

$$U=E\left(\frac{1}{2}\pm j\frac{\sqrt{3}}{2}\right)=Ee^{\pm j60^\circ}.$$

У загальному випадку співвідношення $\frac{KU}{E^2}=\frac{K(E-K)}{E^2}=\psi^2$ визначає такі рівняння:

$$K^2 = EK + E^2\psi^2 = 0 \Rightarrow K=E\left(\frac{1}{2}\pm\sqrt{\frac{1}{4}-\psi^2}\right) \text{ або } U=E\left(\frac{1}{2}\pm\sqrt{\frac{1}{4}-\psi^2}\right) \quad (8)$$

Згідно з аналізом дисперсійних енергоінформаційних властивостей ФДІ у відповідності до класичних законів динаміки, умови $K = U$, $K = E$, $U = E$, що визначають спостереження класичної сили, можуть бути виконані в часі і просторі. Однак дві останні умови виконуватися одночасно не можуть. Іншими словами, умова $K = U$ – енергетичний стан фізичної системи, виконується тільки в межах корпускулярної фізики, а $K = E$ або $U = E$ належать до корпускулярної і хвильової фізики.

Оскільки $\beta^2=\left(1-2\frac{KU}{E^2}\right)=\left(\frac{K^2+2KU+U^2-2KU}{E^2}\right)=\left(\frac{K^2+U^2}{E^2}\right)$ і $\psi^2=\frac{KU}{E^2}$, можна записати рівняння в квадратурах для параметрів ψ і β у вигляді

$$\nabla-\beta^2\Delta+\psi^4=0, \quad (9)$$

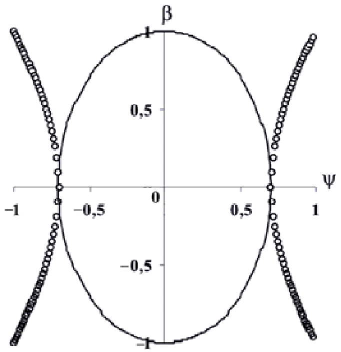

Рис. 2. Співвідношення параметрів ψ і β: для осцилятора $\beta^2 + 2\psi^2 = 1$ — еліпс (загальна енергія дійсне число); у загальному випадку — гіпербола (загальна енергія — комплексне число)

$$\text{де } \nabla = \Delta_1 \cdot \Delta_2, \ \Delta_1 = \frac{K^2}{E^2}, \ \Delta_2 = \frac{U^2}{E^2}, \ \begin{cases} \dfrac{K^2}{E^2} + \dfrac{U^2}{E^2} = \beta^2 \\ \left(\dfrac{KU}{E^2}\right)^2 = \psi^4 \end{cases}.$$

На рис. 2 наведені характеристики співвідношень ψ і β показують існування дійсних і комплексних значень загальної енергії фізичної системи.

З (7.1) – (7.5) розглянемо *параметричні умови* для спостережень класичної сили осцилятора з β^2 = var. Результат розв’язання диференціальних рівнянь наведено нижче.

Варіант 1. Загальний варіант для осцилятора – змінна загальна енергія, β^2 = var.

$$-\frac{m\ddot{s}s}{2\beta^2} = \left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}\mu s^2\right) \Rightarrow \ddot{s}(t)s(t) + \beta^2(\omega t)\dot{s}^2(t) + \beta^2(\omega t)\omega^2 s^2(t) = 0, \quad (10)$$

де $\beta^2(\omega t) = \left[1 - \frac{1}{2}\sin^2(2\omega t)\right]$.

Для різних початкових умов $s(0)$, $\dot{s}(0)$ розв’язок рівняння (10) у системі MATHCAD дає якісно різні функції, які розбігаються для $t \to 0$.

Варіант 2. Загальний варіант для осцилятора – постійна загальна енергія, β^2 = const.

Для частоти $\omega(t)=\dfrac{\pi}{4t}$, час необмежений, для якої енергетичний стан не залежить від часу, рівняння (10) має вигляд

$$t^2\ddot{s}(t)s(t)+C_0t^2\dot{s}^2(t)+C_1s^2(t)=0\,, \qquad (10.1)$$

де $C_0=\beta^2=\left[1-\dfrac{1}{2}\sin^2\left(\dfrac{\pi}{2}\right)\right]=\dfrac{1}{2},\ C_1=\dfrac{\pi^2}{16}$.

Рівняння (10.1) має нелінійний розв'язок у класі елементарних функцій.

Залучивши підстановку $u(t)=\dfrac{\dot{s}(t)}{s(t)}$, рівняння (10.1) можна представити у вигляді рівняння Рікатті:

$$t^2\dot{u}+t^2(1+C_0)u^2+C_1=0\Rightarrow\dot{u}+(1+C_0)u^2=-C_1t^{-2}. \qquad (10.2)$$

Підстановка $v(t) = tu(t)$ у (10.2) дає

$$t\dot{v}+(1+C_0)v^2-v+C_1=0\Rightarrow\int\frac{dv}{(1+C_0)v^2-v+C_1}=-\int\frac{dt}{t}+C_2. \quad (10.3)$$

Шукану функцію $v(t)$ для умови $4(1+C_0)C_1=4\left(1+\dfrac{1}{2}\right)\dfrac{\pi^2}{16}>1$ знаходять з інтегралу (10.3)

$$\frac{2}{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}\operatorname{arctg}\left[\frac{2v(1+C_0)-1}{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}\right]=-\ln t+C_2\,, \qquad (10.4)$$

яка має вигляд

$$v(t)=\frac{1}{2(1+C_0)}+\frac{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}{2(1+C_0)}\operatorname{tg}\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right]. \quad (10.5)$$

З (10.5) з урахуванням підстановки для (10.1) знаходимо шукану функцію зміни простору, де виконуються закони класичної динаміки:

$$u(t)=\frac{\dot{s}(t)}{s(t)}=\frac{1}{2(1+C_0)t}+\frac{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}{2(1+C_0)t}\operatorname{tg}\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right].\quad(10.6)$$

Остаточно

$$s(t)=$$

$$=\exp\left\{\frac{1}{2(1+C_0)}\ln(t)+\frac{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}{2(1+C_0)}\times\right.\qquad(10.7)$$

$$\left.\times\int\frac{1}{t}\operatorname{tg}\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right]dt+C_3\right\},$$

де $C_0=\frac{1}{2}$, $C_1=\frac{\pi^2}{16}$, і для $C_2=0$ інтеграл має вигляд

$$\int\frac{1}{t}\cdot\operatorname{tg}\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4(1+C_0)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right]dt=2\frac{\ln\left\{\cos\left[\ln\left(\frac{1}{t^{0,5\sqrt{(4+4C_0)C_1-1}}}\right)+1\right]\right\}}{\sqrt{(4+4C_0)C_1-1}}.$$

Для докладнішого вивчення траєкторій, на яких виконуються класичні закони динаміки, розглянемо варіанти диференціальних рівнянь, що виконуються для умови $2\omega\Delta t=\frac{\pi}{2}=\mathrm{const}$, або $\omega=\frac{\pi}{4\Delta t}$, за змінної частоти із змінним часовим вікном, для конкретного значення $\beta^2=1/2$.

1. **Загальна від'ємна енергія дорівнює сумі кінетичної і потенціальної енергій:**

$$-m\ddot{s}s=\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2+\frac{1}{2}\mu s^2\right)\ \Rightarrow\ \dot{s}^2+2\ddot{s}s+\omega^2s^2=0\ \Rightarrow$$

$$\Rightarrow\ s^{2/3}=C_1\sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\omega t\right)+C_2\cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\omega t\right)$$

для $\ddot{s} = \omega\dot{s} \Rightarrow \dot{s}^2 + 2\omega\dot{s}s + \omega^2 s^2 = 0 \Rightarrow s(t) = C_0 \cdot e^{-\omega t}$;

2. Загальна від’ємна енергія дорівнює кінетичній енергії:

$$-m\dot{s}^2 = \left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}\mu s^2\right) \Rightarrow \dot{s}^2 + \frac{1}{3}\omega^2 s^2 = 0 \Rightarrow s(t) = C_0 e^{\pm j\omega t \frac{1}{\sqrt{3}}}.$$

3. Загальна від’ємна енергія дорівнює потенціальній енергії:

$$-\mu s^2 = \left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}\mu s^2\right) \Rightarrow \dot{s}^2 + 3\omega^2 s^2 = 0 \Rightarrow s(t) = C_0 e^{\pm j\omega t\sqrt{3}}.$$

4. Загальна від’ємна енергія незмінна:

$$\ddot{s}s = -\frac{E}{m} = -\dot{s}^2\frac{1}{2} = \text{const} \Rightarrow t = \int \frac{ds}{\sqrt{-2\frac{E}{m}\ln s + C_1}} + C_2.$$

5. Загальна від’ємна енергія змінна:

$$\ddot{s}s = -\frac{E}{m} = -\dot{s}^2 = \text{var} \Rightarrow s^2(t) = t \cdot C_1 + C_2;$$

$\ddot{s}s = -\frac{E}{m} = -\omega^2 s^2 = \text{var} \Rightarrow s(t) = C_1\sin(\omega t) + C_2\cos(\omega t)$ (інший розв’язок для змінної частоти розглянуто в моделі ДУГ (див. публікацію [6]).

Розглянемо варіанти для $\beta^2 = 1$.

1. Загальна від’ємна енергія дорівнює сумі кінетичної і потенціальної енергій:

$$-m\ddot{s}s = 2\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}\mu s^2\right) \Rightarrow \dot{s}^2 + \ddot{s}s + \omega^2 s^2 = 0 \Rightarrow$$
$$\Rightarrow s^{1/2} = C_1\sin\left(\sqrt{2}\omega t\right) + C_2\cos\left(\sqrt{2}\omega t\right). \quad (12)$$

для $\ddot{s} = \omega\dot{s} \Rightarrow \dot{s}^2 + \omega\dot{s}s + \omega^2 s^2 = 0 \Rightarrow s = C_0 e^{-\omega t}$. (12.1)

2. Загальна від’ємна енергія дорівнює кінетичній енергії:

$$-m\dot{s}^2 = 2\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}\mu s^2\right) \Rightarrow \dot{s}^2 + \frac{1}{2}\omega^2 s^2 = 0 \Rightarrow s = C_0 e^{\pm j\omega t\frac{1}{\sqrt{2}}}. \quad (12.2)$$

3. Загальна від’ємна енергія дорівнює потенціальній енергії:

$$-\mu s^2 = 2\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}\mu s^2\right) \Rightarrow \dot{s}^2 + 2\omega^2 s^2 = 0 \Rightarrow s = C_0 e^{\pm j\omega t\sqrt{2}}. \quad (12.3)$$

4. Загальна від’ємна енергія незмінна:

$$\ddot{s}s = -\frac{2E}{m} = -2\dot{s}^2 = \text{const} \Rightarrow t = \int \frac{ds}{\sqrt{-4\frac{E}{m}\ln s + C_1}} + C_2. \quad (12.4)$$

5. Загальна від’ємна енергія змінна:

$$\ddot{s}s = -\frac{2E}{m} = -2\dot{s}^2 = \text{var} \Rightarrow s^3 = tC_1 + C_2. \quad (12.5)$$

$$\ddot{s}s = -\frac{2E}{m} = -2\omega^2 s^2 = \text{var} \Rightarrow s = C_1 \sin\left(\sqrt{2}\omega t\right) + C_2 \cos\left(\sqrt{2}\omega t\right). \quad (12.6)$$

Висновки.

Енергоінформаційний аналіз динаміки фізичної системи на прикладі математичного осцилятора дав змогу дійти таких висновків.

1. Виконання класичних законів динаміки відбувається для енергетичного стану фізичної системи, в якій $K = U$ – *існує еквіпотенціальна поверхня як форма закону пакування енергії;* $E = K + U$ – *виконується закон збереження енергії* і $E^2 = K^2 + U^2$ – *існує інваріант енергії* (загальний випадок); $\psi = \frac{\sqrt{KU}}{E}$ – *існує закон перенесення енергії.*
2. Зміна енергетичного стану приводить до зміни загальної сили $F(s)$ = var за зміни фази $\Delta\varphi = 30°$.
3. Зміна енергетичного стану не приводить до зміни загальної сили $F(s) = \pm$const за зміни фази $\Delta\varphi = 60°$.
4. Зміна енергетичного стану приводить до зміни знака загальної сили $\pm F(s)$ за зміни фази $\Delta\varphi = 90°$.
5. Класичні закони динаміки спостерігаємо як у еліптичному русі передачі енергії фізичним простором, коли $\psi \le \frac{\sqrt{2}}{2}$, так і в гіперболічному,

коли $\psi > \frac{\sqrt{2}}{2}$. В останньому випадку загальна енергія є комплексним числом, у якому дійсна частина – кінетична енергія, а уявна – потенціальна енергія.

6. Енергоінформаційний аналіз розширює розуміння явищ про закони передачі енергії в фізичному просторі, а саме про фізичне поняття сили:
   - для випадку неоднозначного визначення сили

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = F_d = \frac{\partial^2 E}{\partial \dot{s} \partial t} = m\ddot{s} \text{ для } E = K \text{ або}$$

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = F_c = \frac{\partial^2 E}{\partial t \partial \dot{s}} = \mu s \text{ для } E = U,$$

   для оператора Ейлера виникає правило $\frac{\partial^2 E}{\partial \dot{s} \partial t} \neq \frac{\partial^2 E}{\partial t \partial \dot{s}}$ у загальному випадку;
   - співвідношення (4) для еквіпотенціальної поверхні, де є умови $\frac{dK}{ds} = 0$ і $K = U = 0{,}5E$, має вигляд

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = -\left(\frac{dU}{ds}\right)\left(\frac{E-U}{E}\right) / \left(1 - 2\frac{KU}{E^2}\right) =$$
$$= -\left(\frac{dU}{ds}\right)\frac{E(E-U)}{(K^2+U^2)} = -\left(\frac{dU}{ds}\right) = -F_c$$

   або для випадку $\frac{dU}{ds} = 0$ і $K = U = 0{,}5E$

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = -E(E-K)\left(\frac{dK}{ds}\right) / \left(K^2 + U^2\right) = -\left(\frac{dK}{ds}\right) = -F_d$$

Іншими словами, ФДІ містить інформацію про динамічні закони класичної фізики.

1. *Карпенко В.М.* Концепція методу енергетичного аналізу руху елементарних об'єктів літосфери Землі / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. геол. – 2006. – Вип. 20. – С. 215–235.
2. *Карпенко В.М.* Фундаментальні закони енергетичного метаморфізму / Василь Карпенко// Зб. наук. пр. Нац. гірн. академії. – 2000. – № 5. – С.74–75.
3. *Карпенко В.М.* Рівняння гаусової лінії на поверхні / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. прикл. математика. – 2008. – Вип.14. – С. 41–48.
4. *Карпенко В.М.* Функція детермінованої ймовірності у дослідженнях будови Землі геофізичними методами / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб // Геоінформатика. – 2007. – № 4. – С. 31–39.
5. *Карпенко В.М.* Енергоінформаційна функція детермінованої ймовірності в просторі фізичних точок [Електронний ресурс]: Український математичний конгрес – 2009. Секція 1 – Проблеми прикладної математики / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб. – 2009. – Режим доступу до публ.: http://www.imath.kiev.ua/~congress2009/Abstracts/KarpenkoStarodub.pdf
6. *Карпенко В.Н.* Модель динамического уравнения годографа (модель ДУГ) / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб, А.В. Карпенко // Теоретичні та прикладні аспекти геоінформатики. – К., 2009. – С. 320–333.

Функция детерминированной вероятности в динамических задачах геофизики В.Н. Карпенко, Ю.П. Стародуб

Рассматривается функция детерминированной вероятности, которая, учитывая законы сохранения, изменения, переноса и упаковки энергии в движении системы физических точек, определяет закон нормального распределения Гаусса и позволяет определять потенциальную и кинетическую энергии элементарной точки системы исходя из знаний об общей энергии. Связь кинетической и потенциальной энергий с физическими и кинематическими параметрами отдельной точки и её движения в замкнутой физической системе позволяет однозначно определять динамические параметры по известным кинематическим параметрам и наоборот. Применение этой функции к анализу движения материальных систем (физических точек Земли, волновое поле сейсмического сигнала и др.) даёт возможность получить корректные решения обратных задач математической геофизики.
Ключевые слова: энергия, функция детерминированной вероятности, изменение во времени, перенос в пространстве, сохранение и упаковка энергии, энеорго-информационный осцилятор.

Function deterministic probabilities in dynamic problems of geophysics V.M. Karpenko, Yu.P. Starodub

The function of the determined probability which is examined, taking into account the laws of conservation, change, transfer and packing of energy in a motion of physical points system, the law of normal Gauss distribution determines and allows determining potential and kinetic energy of the system elementary point, coming from knowledge

about general energy. Connection of kinetic and potential energies with the physical and kinematics parameters of separate point and its motion in the conservative physical system allows definitely to determine dynamic parameters from the known kinematics parameters and vice versa. Application of this function to the analysis of the material systems motion (system of physical points of the Earth, wave field of seismic signal and other) enables gain of correct solution of inverse mathematical geophysics problems.
Keywords: energy, deterministic function of probability, the change in time transfer in space, storage and packing energy, energy-oscillator.