

زمان به عنوان متغیر دینامیکی

mamwad@mailaps.org

محمد خرمی

نقش زمان از پارامتر تحول به یک متغیر دینامیکی تغییر داده میشود، و یک کمیت دیگر به عنوان پارامتر تحول وارد میشود. فرمولبندهای لگرانژی و همیلتی در فضا ی گسترش-یافته (با متغیر دینامیکی ی اضافی ی زمان) بررسی میشود.

0 قراردادها

شاخصهای فضای پیکربندی ی معمول را حروف میانی ی لاتین میگیریم. مقدار این شاخصها از 1 تا N (تعداد درجهها ی آزادی ی سیستم) تغییر میکند. q^i مختصه ی i نقطه ی q در فضای پیکربندی است. شاخصهای فضای پیکربندی ی گسترش-یافته را با حروف میانی ی یونانی نشان میدهیم. مقدار این شاخصها از 0 تا N تغییر میکند، و مختصه ی صفرم فضا ی پیکربندی زمان (t) است:

$$q^0 := t. \quad (1)$$

نقطه ی (q, q^0) در فضای پیکربندی ی گسترش-یافته را با q نشان میدهیم. شاخصهای فضای فاز معمول را با حروف ابتدایی ی لاتین نمایش میدهیم. مقدار این شاخصها

زمان به عنوان متغیر دینامیکی

از 1 تا $(2N)$ تغییر میکند. x^a مختصه ی a ی نقطه ی x در فضا ی فاز است. این نقطه با دتایی ی (q, p) مشخص میشود، که p تکانه ی مزدوج q است. داریم

$$x^a := \begin{cases} q^a, & 1 \leq a \leq N \\ p_{a-N}, & N+1 \leq a \leq 2N \end{cases}. \quad (2)$$

نقطه ی x در فضای فاز گسترش-یافته به شکل (p_0, t, x) است، که p_0 تکانه ی متناظر با زمان است. شاخصها ی فضای فاز گسترش-یافته را با حروف ابتدایی ی یونانی نشان میدهیم. مقدار این شاخصها از (-1) تا $(2N)$ تغییر میکند، چنان که علاوه بر (2)،

$$x^\alpha := \begin{cases} t, & \alpha = 0 \\ p_0, & \alpha = -1 \end{cases}. \quad (3)$$

مثلفهها ی ناصفر J (تانسُر هممتافته) چنین اند.

$$\begin{aligned} J^{i(i+N)} &= 1, \\ J^{(i+N)i} &= -1, \\ J^{0(-1)} &= 1, \\ J^{(-1)0} &= -1. \end{aligned} \quad (4)$$

کروشه ی پوؤسُن [1] نگاشتها ی A و B از فضای فاز معمول با $\{A, B\}$ نمایش داده میشود:

$$\{A, B\} := J^{ab} (\partial_a A) (\partial_b B). \quad (5)$$

برای نگاشتها ی A و B از فضای فاز گسترش-یافته هم کروشه ی پوؤسُن [1] گسترش-یافته $(\{A, B\}_{\text{ext}})$ تعریف میشود:

$$\{A, B\}_{\text{ext}} := J^{\alpha\beta} (\partial_\alpha A) (\partial_\beta B). \quad (6)$$

مشتق کامل A نسبت به زمان را با \dot{A} ، و مشتق کامل A نسبت به τ (پارامتر تحول وقت ی زمان پارامتر دینامیکی شد) را با A' نمایش میدهیم. مشتق A نسبت به متغیر τ را با DA نشان میدهیم. اگر A تابع چند متغیر باشد، مشتق A نسبت به متغیر k^m τ را با $D_k A$ نشان میدهیم. $\left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)_u$ یعنی مشتق پاره‌ای A نسبت به r ، وقت ی متغیرها ی A را u گرفته ایم. وارورن نگاشت A را با A^{inv} نشان میدهیم.

1 لگرانژی، معادلات حرکت

کنش S از مرتبه ی یک را در نظر بگیرید. این کنش انتگرال یک لگرانژی (L) است، که تابع مکان (نقطه در فضا ی پیکربندی)، سرعت، و زمان است:

$$S = \int dt L(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}). \quad (7)$$

این کنش را میشود بر حسب یک پارامتر دیگر (τ) چنین نوشت.

$$S = \int d\tau t' L[t, \mathbf{q}, (t')^{-1} \mathbf{q}']. \quad (8)$$

از اینجا یک لگرانژی ی دیگر تعریف میکنیم که تابع مکان گسترش-یافته (مکان و زمان، یعنی نقطه در فضا ی پیکربندی ی گسترش-یافته) و سرعت (نسبت به پارامتر τ) است:

$$\tilde{L}(q, q') := t' L[t, \mathbf{q}, (t')^{-1} \mathbf{q}']. \quad (9)$$

تکانه‌ها ی متناظر با این لگرانژی ی جدید را با \tilde{p} نمایش میدهیم:

$$\begin{aligned} \tilde{p}_i &:= \frac{\partial \tilde{L}}{\partial q'^i}, \\ &= t' \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^i} \frac{\partial \dot{q}^i}{\partial q'^i}, \\ &= t' p_i (t')^{-1}, \end{aligned} \quad (10)$$

و

$$\begin{aligned}\tilde{p}_0 &:= \frac{\partial \tilde{L}}{\partial t'}, \\ &= L + t' \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^i} \frac{\partial \dot{q}^i}{\partial t'}, \\ &= L - t' p_i \dot{q}^i (t')^{-1}.\end{aligned}\quad (11)$$

(10) و (11) به ترتیب میشوند

$$\tilde{p}_i = p_i, \quad (12)$$

$$\tilde{p}_0 = -H, \quad (13)$$

که H همیلتنی Y متناظر با لگرانژی L است:

$$H := p_i \dot{q}^i - L. \quad (14)$$

معادلات حرکت متناظر با \tilde{L} عبارت اند از $\tilde{\mathcal{E}}_\mu$ برابر صفر، که

$$\tilde{\mathcal{E}}_\mu := \frac{\partial \tilde{L}}{\partial q^\mu} - p'_\mu. \quad (15)$$

دیده میشود

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{E}}_i &= t' \frac{\partial L}{\partial q^i} - t' p_i, \\ &= t' \mathcal{E}_i,\end{aligned}\quad (16)$$

که

$$\mathcal{E}_i := \frac{\partial L}{\partial q^i} - \dot{p}_i, \quad (17)$$

و معادلات حرکت متناظر با L عبارت اند از \mathcal{E}_i برابر صفر. همچنین،

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{E}}_0 &= t' \frac{\partial L}{\partial t} + t' \frac{d(p_i \dot{q}^i - L)}{dt}, \\ &= t' \left(\dot{p}_i - \frac{\partial L}{\partial q^i} \right) \dot{q}^i, \\ &= -t' \mathcal{E}_i \dot{q}^i.\end{aligned}\quad (18)$$

از (16) و (18) نتیجه میشود معادلات حرکت متناظر با \tilde{L} با معادلات حرکت متناظر با L هم‌ارز اند، با وجود این که تعداد معادلات متناظر با \tilde{L} یک ی بیشتر است. در واقع بین معادلات متناظر با \tilde{L} یک اتحاد هست:

$$\tilde{\mathcal{E}}_0 + \tilde{\mathcal{E}}_i \dot{q}^i = 0, \quad (19)$$

که میشود آن را چنین نوشت.

$$\tilde{\mathcal{E}}_\mu \dot{q}^\mu = 0. \quad (20)$$

2 لگرانژی، تقارنها

در [2] بحث مفصلی در باره تقارن و فرمولبندی لگرانژی آمده است. بخش ی از تعریفها یی که اینجا به کار میرود هم آنها یی است که آنجا به کار رفته. متناظر با نگاشت وارونپذیر $\tilde{\mathcal{O}}$ از فضای پیکربندی ی گسترش-یافته به فضای پیکربندی ی گسترش-یافته، یک نگاشت از خمها ی فضای پیکربندی به خمها ی فضای پیکربندی هست، که آن را با \mathcal{O} نمایش میدهم:

$$[\mathcal{O}(\mathbf{q})]\{\tilde{\mathcal{O}}^0[t, \mathbf{q}(t)]\} := \tilde{\mathcal{O}}[t, \mathbf{q}(t)]. \quad (21)$$

از اینجا نتیجه میشود

$$\{\dot{\tilde{\mathcal{O}}}^0[t, \mathbf{q}(t)]\} \{D[\mathcal{O}(\mathbf{q})]\}\{\tilde{\mathcal{O}}^0[t, \mathbf{q}(t)]\} = \dot{\tilde{\mathcal{O}}}[t, \mathbf{q}(t)], \quad (22)$$

یا

$$\{D[\mathcal{O}(\mathbf{q})]\}\{\tilde{\mathcal{O}}^0[t, \mathbf{q}(t)]\} = \{\dot{\tilde{\mathcal{O}}}^0[t, \mathbf{q}(t)]\}^{-1} \dot{\tilde{\mathcal{O}}}[t, \mathbf{q}(t)], \quad (23)$$

میگوییم \tilde{O} یک تقارن نقطه‌ای یکنش (در فضای پیکربندی یگسترش-یافته) است، اگر \tilde{O} یک نگاشت وارونپذیر از فضای پیکربندی یگسترش-یافته به فضای پیکربندی یگسترش-یافته باشد، با اتردادن \dot{X} بر مسیر لگرانژی تغییر نکند، و با اتردادن \tilde{O} لگرانژی در فضای پیکربندی یگسترش-یافته را عوض نمیکند، نتیجه میدهد لگرانژی در فضای پیکربندی ی معمول چنین تغییر میکند.

$$\dot{\tilde{O}}^0(t, \mathbf{q}) L\{\tilde{O}^0(t, \mathbf{q}), \tilde{O}(t, \mathbf{q}), [\dot{\tilde{O}}^0(t, \mathbf{q})]^{-1} \dot{\tilde{O}}(t, \mathbf{q})\} = L(t, \mathbf{q}, \dot{\mathbf{q}}). \quad (24)$$

از این نتیجه میشود

$$\int_{\tilde{O}^0[t_1, \mathbf{q}(t_1)]}^{\tilde{O}^0[t_2, \mathbf{q}(t_2)]} dT L\left(T, [\mathcal{O}(\mathbf{q})](T), \{D[\mathcal{O}(\mathbf{q})]\}(T)\right) = \int_{t_1}^{t_2} dt L[t, \mathbf{q}(t), \dot{\mathbf{q}}(t)]. \quad (25)$$

این یعنی کنش در بازه زمانی ی تبدیل-شده، برای مسیر تبدیل-شده، هم ان کنش قبلی است. میگوییم \tilde{O} یک خانواده ی یکپارامتری (ی مشتقپذیر) نگاشتها ی وارونپذیر است، اگر \tilde{O} تابع ی یکمتغیری باشد که نسبت به متغیر \dot{X} مشتقپذیر است، مقدار \dot{X} (به ازای بازه ای از متغیر) وارونپذیر است، و به ازای مقدار ی از متغیر (در آن بازه) همانی است. مقدار ی از متغیر (پارامتر) را که در آن \tilde{O} همانی میشود، بدون کاستن از کلیت مسئله صفر میگیریم. مولد متناظر با این خانواده را با \tilde{G} نشان میدهیم:

$$[\tilde{O}^\mu(s)](q) = q^\mu + s \tilde{G}^\mu(q) + o(s). \quad (26)$$

متناظر با \tilde{O} که یک خانواده ی یکپارامتری ی نگاشتها ی وارونپذیر از فضای پیکربندی یگسترش-یافته به فضای پیکربندی یگسترش-یافته است، یک خانواده ی یکپارامتری ی نگاشتها از خمها ی فضا ی پیکربندی به خمها ی فضا ی پیکربندی هست، که آن را با \mathcal{O} نشان میدهیم. مثل (21) تعریف میشود. از اینجا دیده میشود

$$[\mathcal{O}^i(\mathbf{q})](t) = q^i + s \{\tilde{G}^i[t, \mathbf{q}(t)] - \tilde{G}^0[t, \mathbf{q}(t)] \dot{q}^i(t)\} + o(s). \quad (27)$$

به این ترتیب G (مولد متناظر با \mathcal{O}) چنین میشود.

$$G = \tilde{G} - \tilde{G}^0 \dot{q}. \quad (28)$$

میگوییم \tilde{O} یک خانواده ی یکپارامتری ی تقارن‌ها (ی مشتق‌پذیر) است، اگر \tilde{O} یک خانواده ی یکپارامتری (ی مشتق‌پذیر) نگاشتها ی وارون‌پذیر باشد، که مقدار ش تقارن است. متناظر با خانواده ی یکپارامتری ی \tilde{O} از تقارن‌ها یک ثابت حرکت به دست می‌آید. این ثابت را با \tilde{I} نشان می‌دهیم. داریم

$$\tilde{I} = p_\mu \tilde{G}^\mu. \quad (29)$$

از گذاشتن (26) در (24) نتیجه میشود

$$L \dot{\tilde{G}}^0 + \frac{\partial L}{\partial t} \tilde{G}^0 + \frac{\partial L}{\partial q^i} \tilde{G}^i + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^i} (\dot{\tilde{G}}^i - \dot{\tilde{G}}^0 \dot{q}^i) = 0, \quad (30)$$

که میشود آن را نوشت

$$\frac{d}{dt} (L \tilde{G}^0) + \frac{\partial L}{\partial q^i} (\tilde{G}^i - \tilde{G}^0 \dot{q}^i) + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^i} (\dot{\tilde{G}}^i - \dot{\tilde{G}}^0 \dot{q}^i - \tilde{G}^0 \ddot{q}^i) = 0, \quad (31)$$

که با استفاده از (28) میشود

$$\frac{d}{dt} (L \tilde{G}^0) + \frac{\partial L}{\partial q^i} \tilde{G}^i + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}^i} \dot{\tilde{G}}^i = 0. \quad (32)$$

این یعنی مولد G یک تقارن است، که ثابت حرکت متناظر با آن I است:

$$I = p_i \tilde{G}^i + L \tilde{G}^0. \quad (33)$$

از (28) نتیجه میشود

$$I = p_i \tilde{G}^i + (L - p_i \dot{q}^i) \tilde{G}^0, \quad (34)$$

که با استفاده از (12) تا (14) نتیجه میدهد

$$I = p_i \tilde{G}^i + \tilde{p}_0 \tilde{G}^0, \quad (35)$$

یعنی

$$I = \tilde{I}. \quad (36)$$

خانواده ای که مولد \tilde{G} است، یک خانواده ی نگاشتها ی درونی (نقطه ای) در فضای پیکربندی ی گسترش-یافته است. هم ین خانواده متناظر است با یک خانواده ی نگاشتها ی مخلوط در فضا ی پیکربندی (نگاشت، هم بر متغیرها ی دینامیکی اثر میکند و هم بر پارامتر تحول، یعنی نگاشتها یی از مسیرها ی فضا ی پیکربندی به مسیرها ی فضا ی پیکربندی)، که مولد \tilde{G} است. اگر خانواده ی اول تقارن باشد خانواده ی دوم هم چنین است. اما ثابت حرکت ی که از این 2 خانواده به دست می آید یکسان است.

\mathcal{P} را نگاشت ی از خمها ی فضای پیکربندی ی گسترش-یافته به خمها ی فضای پیکربندی ی گسترش-یافته بگیرید، که

$$[\mathcal{P}(q)][\mathcal{P}^\tau(\tau)] = q(\tau). \quad (37)$$

از ترکیب این با (9) نتیجه میشود

$$\tilde{L}[q(\tau), q'(\tau)] = (\mathcal{P}^\tau)'(\tau) \tilde{L}([\mathcal{P}(q)][\mathcal{P}^\tau(\tau)], \{D[\mathcal{P}(q)]\}[\mathcal{P}^\tau(\tau)]). \quad (38)$$

این رابطه کاملن مشابه با (24) است، جز این که (38) در فضای پیکربندی ی گسترش-یافته نوشته شده. اگر \mathcal{P} یک خانواده ی یکپارامتری با مولد K باشد، کاملن مشابه با آن چه در رسیدن به (31) به کار رفت نتیجه میشود

$$\frac{d}{d\tau}(\tilde{L} K^\tau) + \frac{\partial \tilde{L}}{\partial q^\mu}(-K^\tau q^{\mu'}) + \frac{\partial \tilde{L}}{\partial q^{\mu'}}(-K^{\tau'} q^{\mu''} - K^\tau q^{\mu''}) = 0, \quad (39)$$

که قاعدتن نتیجه میدهد J ثابت حرکت است:

$$J := \tilde{p}_\mu(-K^\tau q^{\mu'}) + \tilde{L} K^\tau. \quad (40)$$

داریم

$$\begin{aligned} -\tilde{p}_\mu q^{\mu''} + \tilde{L} &= (-\tilde{p}_0 - p_i \dot{q}^i + L) t', \\ &= (H - p_i \dot{q}^i + L) t', \\ &= 0, \end{aligned} \quad (41)$$

که نتیجه میدهد J ، صفر است. انتظار هم نمیرفت ثابت حرکت τ ی بیش از آن چه احتمالاً از فضا τ پیکربندی نتیجه میشد به دست آید. پارامتر دینامیکی τ در کنش وارد نمیشود، به این معنی که با تغییر آن (به هر شکل وارونیپذیر و همواری) کنش تغییر نمیکند. پس تقارن τ که در کنش (در فضای پیکربندی τ گسترش-یافته) هست، یک تقارن پیمانه‌ای است (K^τ یک تابع دلبخاه از τ است). چنین تقارن τ به وجود ثابت حرکت نمی‌انجامد، به وجود یک اتحاد پیمانه‌ای در معادلات حرکت می‌انجامد [3].

3 همیلتنی، معادلات حرکت

معادلات حرکت در فضای فاز معمول این است.

$$\dot{x}^a = J^{ab} \frac{\partial H}{\partial x^b}, \quad (42)$$

که H تابع فضای فاز و احتمالاً زمان است. معادلات حرکت در فضای فاز گسترش-یافته میشوند

$$x^{\alpha'} = J^{\alpha\beta} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x^\beta}, \quad (43)$$

یا به شکل باز شده

$$x^{a'} = J^{ab} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x^b}, \quad (44)$$

$$t' = \frac{\partial \tilde{H}}{\partial p_0}, \quad (45)$$

$$p'_0 = -\frac{\partial \tilde{H}}{\partial t}, \quad (46)$$

که \tilde{H} تابعی از فضای فاز گسترش-یافته است.

این که (44) و (45) به (42) بینجامد نتیجه میدهد

$$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial x^b} = \frac{\partial \tilde{H}}{\partial p_0} \frac{\partial H}{\partial x^b}. \quad (47)$$

به این ترتیب،

$$d\tilde{H} = \frac{\partial \tilde{H}}{\partial p_0} \left(\frac{\partial H}{\partial x^b} dx^b + dp_0 \right) + \frac{\partial \tilde{H}}{\partial t} dt, \quad (48)$$

زمان به عنوان متغیر دینامیکی

یا

$$d\tilde{H} = \frac{\partial \tilde{H}}{\partial p_0} d(H + p_0) + \left(\frac{\partial \tilde{H}}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{H}}{\partial p_0} \frac{\partial H}{\partial t} \right) dt, \quad (49)$$

که نتیجه میدهد \tilde{H} تابعی از 2 متغیر $(H + p_0)$ و t است:

$$\tilde{H}(x) = h[H(t, \mathbf{x}) + p_0, t]. \quad (50)$$

h یک نگاشت هموار دلخواه است، با این شرط که مشتقش نسبت به متغیر اولش صفر نشود. معادلات حرکت میشوند

$$\frac{dx^a}{d\tau} = J^{ab} (D_1 h) \frac{\partial H}{\partial x^b}, \quad (51)$$

$$\frac{dt}{d\tau} = D_1 h, \quad (52)$$

$$\frac{dp_0}{d\tau} = -(D_1 h) \frac{\partial H}{\partial t} - D_2 h. \quad (53)$$

از جمله برای \tilde{H} انتخاب ساده \tilde{H}_s هست که

$$\tilde{H}_s(x) := H(t, \mathbf{x}) + p_0. \quad (54)$$

با این انتخاب، مشتق t نسبت به پارامتر تحول (τ) یک میشود. یعنی میشود τ را هم ان t گرفت.

4 همیلتنی، تقارنها

نگاشت وارونپذیر \tilde{C} از فضای فاز گسترش-یافته به فضای فاز گسترش-یافته را در نظر بگیرید. میگوییم \tilde{C} کائینیک است، اگر به ازای هر دنگاشت اسکالر A و B از فضای فاز گسترش-یافته

$$\{A \circ \tilde{C}, B \circ \tilde{C}\}_{\text{ext}} = (\{A, B\}_{\text{ext}}) \circ \tilde{C}. \quad (55)$$

با تعریف

$$X^\alpha := \tilde{C}^\alpha(x), \quad (56)$$

دیده میشود

$$\{A \circ \tilde{C}, B \circ \tilde{C}\}_{\text{ext}} = [(D_\alpha A) \circ \tilde{C}] [(D_\beta B) \circ \tilde{C}] \{X^\alpha, X^\beta\}_{\text{ext}}, \quad (57)$$

که نتیجه میدهد (55) هم ارز آن است که

$$\{X^\alpha, X^\beta\}_{\text{ext}} = J^{\alpha\beta}. \quad (58)$$

نگاشت کائینیک وابسته به زمان \mathcal{C} در فضای فاز معمول را در نظر بگیرید. با این نگاشت میشود یک نگاشت کائینیک در فضای فاز گسترش-یافته ساخت. این نگاشت را \tilde{C} نمایش میدهیم، که

$$\tilde{C}^0(p_0, t, \mathbf{x}) := t, \quad (59)$$

$$\tilde{C}^a(p_0, t, \mathbf{x}) := C^a(t, \mathbf{x}). \quad (60)$$

تعریف \tilde{C}^{-1} باقی میماند. برای این کار یک نگاشت سازنده (F) برای \mathcal{C} میگیریم. یک دسته مختصه شامل N تا از مختصات قدیم و N تا از مختصات جدید هست که N تا ی اول با هم و N تا ی دوم هم با هم پوؤسئی اند. با یک نگاشت کائینیک ساده میشود N تا ی اول را مکان قدیم، و N تا ی دوم را مکان جدید کرد. به این ترتیب، بدون کاستن از کلیت، میشود F را از نغ دوم گرفت، یعنی آن را تابع مکان قدیم (q) ، و تکانه ی جدید (p) ، و البته زمان گرفت. داریم

$$p_i = \frac{\partial F}{\partial q^i}, \quad (61)$$

$$Q^i = \frac{\partial F}{\partial P_i}, \quad (62)$$

که P و Q به ترتیب مکان و تکانه ی جدید اند. اینها را میشود در [4] یافت. هدف یافتن \tilde{C}^{-1} است، چنان که \tilde{C} کائینیک شود. برای این کار سازنده ی \tilde{F} را در نظر میگیریم که (p_0, t, \mathbf{x}) را به (P_0, t, \mathbf{X}) تبدیل میکند. این سازنده را هم از نغ دوم میگیریم. پس، متغیرها ی \tilde{F} را (P_0, t, \mathbf{q}, P) میگیریم.

داریم

$$p_i = \frac{\partial \tilde{F}}{\partial q^i}, \quad (63)$$

$$Q^i = \frac{\partial \tilde{F}}{\partial P_i}, \quad (64)$$

$$t = \frac{\partial \tilde{F}}{\partial P_0}, \quad (65)$$

$$p_0 = \frac{\partial \tilde{F}}{\partial t}. \quad (66)$$

از (61) تا (65) نتیجه میشود

$$\tilde{F}(P_0, t, \mathbf{q}, \mathbf{P}) = P_0 t + F(t, \mathbf{q}, \mathbf{P}) + f(t), \quad (67)$$

که f دلخواه است. یک انتخاب ساده این است که f را صفر بگیریم. با این انتخاب، از (67) و (66) نتیجه میشود

$$p_0 = P_0 + \frac{\partial F}{\partial t}. \quad (68)$$

مستقیم هم میشود نشان داد \tilde{C} که با (59) و (60) و

$$\tilde{C}^{-1}(p_0, t, \mathbf{x}) := p_0 - (D_1 F)[t, \mathbf{q}, \mathcal{C}_2(t, \mathbf{x})] \quad (69)$$

تعریف میشود یک نگاشت کائینیک است. \mathcal{C}_2 در (69) چنین تعریف میشود.

$$\mathcal{C}_{2i} := \mathcal{C}^{N+i}. \quad (70)$$

برای نشان دادن این که \tilde{C} کائینیک است، کافی است نشان دهیم گروهی پوؤسن [1] گسترش یافته ی P_0 با مکانها و تکانهها ی جدید و با زمان درست است. این که بقیه ی گروهی پوؤسن [1] ها درست اند، از آن نتیجه میشود که \mathcal{C} کائینیک است. داریم

$$\begin{aligned} \{t, P_0\}_{\text{ext}} &= \{t, p_0\}_{\text{ext}} - \{t, (D_1 F)[t, \mathbf{q}, \mathcal{C}_2(t, \mathbf{x})]\}_{\text{ext}}, \\ &= 1. \end{aligned} \quad (71)$$

همچنین،

$$\begin{aligned}
\{P_i, P_0\}_{\text{ext}} &= \{P_i, P_0\}, \\
&= \{P_0, p_0\} - \{P_i, q^j\} \frac{\partial^2 F}{\partial q^j \partial t}, \\
&= \left(\frac{\partial P_i}{\partial t} \right)_{t, q, P} + \left(\frac{\partial q^j}{\partial Q^i} \right)_{t, Q, P} \left(\frac{\partial p_j}{\partial t} \right)_{t, q, P}, \\
&= - \left(\frac{\partial P_i}{\partial p_j} \right)_{t, q, P} \left(\frac{\partial p_j}{\partial t} \right)_{t, q, P} + \left(\frac{\partial q^j}{\partial Q^i} \right)_{t, Q, P} \left(\frac{\partial p_j}{\partial t} \right)_{t, q, P}, \\
&= \left(\frac{\partial q^j}{\partial Q^k} \right)_{t, Q, P} \left[- \left(\frac{\partial Q^k}{\partial q^l} \right)_{t, q, P} \left(\frac{\partial P_i}{\partial p_l} \right)_{t, q, P} + \delta_i^k \right] \left(\frac{\partial p_j}{\partial t} \right)_{t, q, P}, \\
&= \left(\frac{\partial q^j}{\partial Q^k} \right)_{t, Q, P} \left[- \frac{\partial^2 F}{\partial q^l \partial P_k} \left(\frac{\partial P_i}{\partial p_l} \right)_{t, q, P} + \delta_i^k \right] \left(\frac{\partial p_j}{\partial t} \right)_{t, q, P}, \\
&= \left(\frac{\partial q^j}{\partial Q^k} \right)_{t, Q, P} \left[- \left(\frac{\partial p_l}{\partial P_k} \right)_{t, q, P} \left(\frac{\partial P_i}{\partial p_l} \right)_{t, q, P} + \delta_i^k \right] \left(\frac{\partial p_j}{\partial t} \right)_{t, q, P}, \\
&= 0. \tag{72}
\end{aligned}$$

سرانجام،

$$\begin{aligned}
\{Q^i, P_0\}_{\text{ext}} &= \left(\frac{\partial Q^i}{\partial t} \right)_{t, q, P} \{t, P_0\}_{\text{ext}} + \left(\frac{\partial Q^i}{\partial q^j} \right)_{t, q, P} \{q^j, P_0\}_{\text{ext}} \\
&\quad + \left(\frac{\partial Q^i}{\partial P_j} \right)_{t, q, P} \{P_j, P_0\}_{\text{ext}}, \\
&= \left(\frac{\partial Q^i}{\partial t} \right)_{t, q, P} - \left(\frac{\partial Q^i}{\partial q^j} \right)_{t, q, P} \left\{ q^j, \frac{\partial F}{\partial t} \right\}, \\
&= \left(\frac{\partial Q^i}{\partial t} \right)_{t, q, P} - \left(\frac{\partial Q^i}{\partial q^j} \right)_{t, q, P} \{q^j, P_k\} \frac{\partial^2 F}{\partial P_k \partial t}, \\
&= \left[\delta_k^i - \left(\frac{\partial Q^i}{\partial q^j} \right)_{t, q, P} \{q^j, P_k\} \right] \left(\frac{\partial Q^k}{\partial t} \right)_{t, q, P}, \\
&= [\delta_k^i - \{Q^i, P_k\}] \left(\frac{\partial Q^k}{\partial t} \right)_{t, q, P}, \\
&= 0. \tag{73}
\end{aligned}$$

اگر \tilde{C} یک خانواده ی یکپارامتری از نگاشتهای کانتیک در فضای فاز گسترش-یافته باشد، یک

نگاشت اسکالر $\tilde{\mathcal{G}}$ از فضای فاز گسترش-یافته هست که

$$\tilde{\mathcal{C}}^\alpha(x) = x^\alpha + s \{x^\alpha, \tilde{\mathcal{G}}\}_{\text{ext}} + o(s). \quad (74)$$

وقت $\tilde{\mathcal{C}}$ یک خانواده $\tilde{\mathcal{G}}$ یکپارامتری از نگاشتها $\tilde{\mathcal{G}}$ کائینیک در فضای فاز گسترش-یافته است که با (59)، (60)، و (69) به یک خانواده $\tilde{\mathcal{G}}$ یکپارامتری از نگاشتها $\tilde{\mathcal{G}}$ کائینیک وابسته به زمان $\tilde{\mathcal{C}}$ (در فضای فاز معمول) مربوط است، از این که $\tilde{\mathcal{C}}$ مقدار t را عوض نمیکند نتیجه میشود

$$\frac{\partial \tilde{\mathcal{G}}}{\partial p_0} = 0. \quad (75)$$

پس یک نگاشت اسکالر وابسته به زمان $\tilde{\mathcal{G}}$ از فضای فاز معمول هست که

$$\mathcal{G}(t, \mathbf{x}) := \tilde{\mathcal{G}}(p_0, t, \mathbf{x}). \quad (76)$$

به این ترتیب،

$$\mathcal{C}^a = x^a + s \{x^a, \mathcal{G}\} + o(s). \quad (77)$$

\mathcal{G} و $\tilde{\mathcal{G}}$ را مولد خانواده $\tilde{\mathcal{C}}$ به ترتیب $\tilde{\mathcal{C}}$ و \mathcal{C} مینامیم.

نگاشت $\tilde{\mathcal{C}}$ از فضای فاز گسترش-یافته به فضای فاز گسترش-یافته را در نظر بگیرید. داریم

$$\frac{dX^\alpha}{d\tau} = \{X^\alpha, X^\beta\} \frac{\partial \tilde{H}(x)}{\partial X^\beta} \quad (78)$$

اگر $\tilde{\mathcal{C}}$ کائینیک باشد و

$$\tilde{H} \circ \tilde{\mathcal{C}} = \tilde{H}, \quad (79)$$

میگوییم $\tilde{\mathcal{C}}$ یک تقارن همیلتنی است. در این حالت

$$\frac{dX^\alpha}{d\tau} = J^{\alpha\beta} \frac{\partial \tilde{H}(X)}{\partial X^\beta}, \quad (80)$$

که یعنی اگر خم x یک جواب معادلات حرکت باشد، خم $\tilde{\mathcal{C}} \circ x$ هم یک جواب معادلات حرکت است. به ساده‌گی دیده میشود در این حالت خم $\tilde{\mathcal{C}}^{\text{inv}} \circ x$ هم یک جواب معادلات حرکت است.

وقت \tilde{C} یک تقارن همیلتنی است که با (59)، (60)، و (69) به نگاشت کائینیک وابسته به زمان \mathcal{C} مربوط است، از (50) و (79) نتیجه میشود

$$h[H(t, \mathbf{X}) + P_0, t] = h[H(t, \mathbf{x}) + p_0, t], \quad (81)$$

که با استفاده از (68) نتیجه میدهد

$$H(t, \mathbf{X}) = H(t, \mathbf{x}) + \frac{\partial F}{\partial t}, \quad (82)$$

که F سازنده \mathcal{C} است.

فرض کنید \tilde{C} یک خانواده \mathcal{C} یکپارامتری \mathcal{C} تقارنهای همیلتنی در فضای فاز گسترش-یافته است، که مولد \tilde{G} است. از (74) و (79) نتیجه میشود

$$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial x^\alpha} \{x^\alpha, \tilde{G}\} = 0, \quad (83)$$

یا

$$\{\tilde{G}, \tilde{H}\}_{\text{ext}} = 0, \quad (84)$$

یعنی \tilde{G} ثابت حرکت است. روشن است که این استنتاج دُطرفه است. یعنی \tilde{G} مولد یک خانواده \mathcal{C} یکپارامتری \mathcal{C} تقارنهای همیلتنی در فضای فاز گسترش-یافته است، اگر و تنها اگر ثابت حرکت باشد. سرانجام، اگر \tilde{C} یک خانواده \mathcal{C} یکپارامتری \mathcal{C} تقارنهای همیلتنی در فضای فاز گسترش-یافته باشد که با (59)، (60)، و (69) به یک خانواده \mathcal{C} یکپارامتری \mathcal{C} نگاشتها \mathcal{C} کائینیک وابسته به زمان \mathcal{C} مربوط است، از گذاشتن (50) در (84) نتیجه میشود

$$\begin{aligned} 0 &= \{\tilde{G}, \tilde{H}\}_{\text{ext}}, \\ &= (D_1 h) \{\tilde{G}, H + p_0\}_{\text{ext}}, \\ &= (D_1 h) \left(\{\mathcal{G}, H\} + \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} \right), \end{aligned} \quad (85)$$

که نتیجه میدهد

$$\{\mathcal{G}, H\} + \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} = 0, \quad (86)$$

یعنی \mathcal{G} یک ثابت حرکت است. اینجا هم رُشن است که استنتاج دُطرفه است: \mathcal{G} مولد یک خانواده ی یکپارامتری ی تقارنها ی وابسته‌ه‌زمان همیلتنی در فضای‌فاز معمول است، اگر و تنها اگر ثابت حرکت باشد.

خُد \tilde{H} هم یک خانواده ی یکپارامتری ی تقارنها ی همیلتنی در فضای‌فاز گسترش-یافته است، چون گروه ی پوؤسُن [1] ش با \tilde{H} صفر میشود. پس \tilde{H} ثابت است. اما با ثابت بودن \tilde{H} رابطه ی جدید ی بین زمان و مختصات فضای‌فاز معمول به دست نمی‌آید. ثابت بودن \tilde{H} فقط مقدار p_0 را بر حسب زمان و مختصات فضای‌فاز معمول میدهد. از جمله با انتخاب ساده ی (54) نتیجه میشود $(H + p_0)$ ثابت است. این ثابت را صفر هم میشود گرفت.

5 پانوشتها

[1] Poisson

[2] محمد خرمی؛ «تقارن و فرمولبندی ی لگرانژی I» (2003/03/21) X1-015

[3] محمد خرمی؛ «تقارن و فرمولبندی ی لگرانژی II» (2003/05/12) X1-016

[4] Vladimir Igorevich Arnold; “mathematical methods of classical mechanics” 2nd edition (Springer Verlag, 1989) chapter 9