

2. Moto unidimensionale

Consideriamo una *guida liscia* nello spazio tridimensionale, individuata da una curva regolare non degenera $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^3$, $I \subseteq \mathbb{R}$. Possiamo sempre assumere che la parametrizzazione della curva sia tale che $\|\gamma'(s)\| = 1$ per ogni $s \in I$ e che I contenga $s = 0$. Data una generica curva $\psi: J \rightarrow \mathbb{R}^3$ regolare non degenera, possiamo scegliere infatti un punto $u_0 \in J$ come punto di “origine” e introdurre la parametrizzazione $s(u) = \int_{u_0}^u \|\psi'(v)\| dv$ di modo che $\gamma = \psi \circ s^{-1}$ sia parametrizzata come richiesto con $s(u_0) = 0$ e $s'(u) > 0 \forall u \in J$. Una curva così parametrizzata è dotata di una orientazione naturale in ogni suo punto $\gamma(s)$, fornita dal versore tangente $\mathbf{t}(s) := \gamma'(s) \neq \mathbf{0}$. È analogamente possibile introdurre $\hat{\mathbf{n}}(s) := \frac{1}{\kappa(s)} \gamma''(s)$, con $\kappa(s) := \|\gamma''(s)\|$ curvatura, e $\hat{\mathbf{b}}(s) := \hat{\mathbf{t}}(s) \wedge \hat{\mathbf{n}}(s)$. Si tratta cioè di una parametrizzazione completamente analoga a quella intrinseca già vista per le curve definite su intervalli $[a, b] \subset \mathbb{R}$, in cui però ammettiamo che il parametro s possa avere anche segno negativo, potendo essere l’“origine” del riferimento $\gamma(0)$. Anche in questo contesto si dice che s è l’*ascissa curvilinea* (con segno) della curva, in analogia con quanto visto con la parametrizzazione intrinseca già introdotta.

Sia dato un punto materiale (P, m) vincolato a muoversi su $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^3$, $I \subseteq \mathbb{R}$, curva che assumiamo parametrizzata intrinsecamente. La sua traiettoria $\mathbf{x}: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ sarà quindi specificata da una *legge oraria*, ovvero una funzione, che assumeremo di classe almeno \mathcal{C}^2 , che fornisce l’ascissa curvilinea del punto materiale lungo γ a dato istante, ovvero $s: \mathbb{R} \rightarrow I$, di modo che $\mathbf{x} = \gamma \circ s$. Si noti che *non* richiediamo che $\dot{s} \neq 0$ per ogni istante t in questo contesto (ovvero ammettiamo che il punto possa avere velocità nulla). Alla luce di questa parametrizzazione, è utile scomporre la forza agente sul punto materiale in ciascuna posizione di ascissa curvilinea s separando il contributo vincolare da quello attivo, ovvero $m\ddot{\mathbf{x}} = \mathbf{F}^{(a)} + \mathbf{F}^{(v)}$, ed esprimere l’equazione nella base fornita dalla terna di Frenet della curva per sfruttare la natura intrinsecamente unidimensionale del moto. Sappiamo infatti che

$$\dot{\mathbf{x}} = \dot{s}\hat{\mathbf{t}}(s), \quad \ddot{\mathbf{x}} = \ddot{s}\hat{\mathbf{t}}(s) + \dot{s}^2\kappa(s)\hat{\mathbf{n}}(s)$$

per cui nel punto di ascissa curvilinea s devono valere tre equazioni⁷

$$(1.3) \quad m\ddot{s} = \langle \mathbf{F}^{(a)}(t, s, \dot{s}), \hat{\mathbf{t}}(s) \rangle,$$

$$(1.4) \quad m\kappa(s)\dot{s}^2 = \langle \mathbf{F}^{(a)}(t, s, \dot{s}) + \mathbf{F}^{(v)}(t, s), \hat{\mathbf{n}}(s) \rangle,$$

$$(1.5) \quad 0 = \langle \mathbf{F}^{(a)}(t, s, \dot{s}) + \mathbf{F}^{(v)}(t, s), \hat{\mathbf{b}}(s) \rangle.$$

Abbiamo qui usato il fatto che la guida è *liscia*, per cui $\mathbf{F}^{(v)}$ è ortogonale per ipotesi a $\hat{\mathbf{t}}$. L’obiettivo dell’indagine è tipicamente ottenere la legge oraria $s(t)$ disponendo di opportune condizioni iniziali: per esempio, avendo scelto $t = 0$ come tempo iniziale, disponendo di $s(0) = s_0$ (posizione lungo la curva) e $\dot{s}(0) = v_0$ (ovvero, velocità $\dot{\mathbf{x}}(0) = v_0\hat{\mathbf{t}}(s_0)$). Assumiamo anche di *conoscere* la curva γ e le sue proprietà geometriche, e la forma funzionale di $\mathbf{F}^{(a)}$. Chiamando

$$f(t, s, \dot{s}) := \langle \mathbf{F}^{(a)}(t, s, \dot{s}), \hat{\mathbf{t}}(s) \rangle$$

la prima equazione assume la forma più semplice

$$m\ddot{s} = f(t, s, \dot{s}).$$

Questa equazione può essere integrata più o meno facilmente a seconda della forma funzionale di f . Una classe particolarmente importante è quella dei sistemi *autonomi*, in cui f non dipende esplicitamente dal tempo. Tali sistemi sono particolarmente importanti dato che f solitamente

⁷Nelle equazioni seguenti faremo un lieve abuso di notazione. La forza attiva è in generale una funzione del tipo $\mathbf{F}^{(a)}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}})$ che quindi si può esprimere come $\mathbf{F}^{(a)}(t, \gamma(s), \dot{s}\hat{\mathbf{t}}(s))$ esplicitando la dipendenza dalla legge oraria s . Scrivendo $\mathbf{F}^{(a)}(t, s, \dot{s})$ al posto di $\mathbf{F}^{(a)}(t, \gamma(s), \dot{s}\hat{\mathbf{t}}(s))$ intendiamo mettere in evidenza la dipendenza da s e dalle sue derivate, essendo γ e $\hat{\mathbf{t}}$ supposte note.

non manifesta una dipendenza esplicita dal tempo per via dell'invarianza galileiana. Se $f \equiv f(\dot{s})$, per esempio, l'equazione del primo ordine per la $\dot{v} = f(v)$ per la variabile $v = \dot{s}$ ammette un'unica soluzione se f è lipschitziana, e tale soluzione soddisfa una equazione nella forma implicita

$$m\ddot{s} = f(\dot{s}) \Rightarrow G(v) := m \int_{v_0}^v \frac{1}{f(u)} du = t.$$

Questo riduce il problema dell'integrazione delle equazioni del moto alla forma $G(\dot{s}) - t = 0$, la cui successiva integrazione permette, in linea di principio, di ottenere s tramite un'ulteriore quadratura. Il caso $f \equiv f(s)$ invece merita una analisi più approfondita. Nel seguito, senza perdere in generalità, assumiamo, come detto sopra, come istante iniziale $t = 0$ e indichiamo con $s_0 := s(0)$ e $v_0 := \dot{s}(0)$ le condizioni iniziali del moto del nostro punto materiale su una guida liscia.

2.1. Forza posizionale $f \equiv f(s)$. Se la forza attiva è posizionale, ovvero $\mathbf{F}^{(a)} \equiv \mathbf{F}^{(a)}(\mathbf{x})$, allora $f \equiv f(s)$, di modo che il moto equivale a quello di un punto materiale soggetto ad una forza conservativa in una dimensione. Detta s la generica ascissa curvilinea toccata dal punto materiale durante il moto, è infatti possibile introdurre il potenziale

$$V(s) := - \int_{s_0}^s f(x) dx,$$

nell'ipotesi che f sia integrabile sull'intervallo considerato, di modo che l'energia meccanica

$$E = \frac{1}{2} m \dot{s}^2 + V(s)$$

risulti conservata durante il moto, e dunque uguale al valore $E = \frac{1}{2} m v_0^2 + V(s_0)$ nell'istante iniziale $t = 0$. Inoltre, il fatto che il contributo cinetico debba essere sempre positivo fa sì che il moto possa avvenire solo in regioni in cui

$$E - V(s) \geq 0.$$

Se $E - V(s) > 0$, l'espressione dell'energia meccanica implica

$$\frac{dt}{ds} = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{E - V(s)}} \Rightarrow t(s) = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{s_0}^s \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{E - V(x)}} dx \equiv \int_{s_0}^s \frac{\text{sign}(v_0)}{\sqrt{\Phi(x)}} dx,$$

che è la soluzione implicita del problema. La funzione

$$\Phi(s) := 2 \frac{E - V(s)}{m}$$

contiene in particolare tutte le informazioni sulle traiettorie ammesse. Il moto può infatti verificarsi solo nelle regioni in cui $\Phi(s) > 0$, mentre gli (eventuali) zeri della funzione separano la curva γ in porzioni mutualmente inaccessibili. Per vedere questo fatto, supponiamo per esempio di avere, nella notazione precedente, $v_0 > 0$ e $\Phi(s_0) > 0$: se $\Phi(s) > 0$ per ogni $s > s_0$, allora

$$t(s) = \int_{s_0}^s \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx$$

è una funzione strettamente monotona crescente e quindi invertibile. Viceversa, se esiste $\hat{s} > s_0$ tale che $\Phi(\hat{s}) = 0$ e $\Phi(s) > 0$ per $s \in [s_0, \hat{s})$, il tempo necessario per raggiungere tale punto a

partire da s_0 è dato da

$$t(\hat{s}) = \int_{s_0}^{\hat{s}} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx.$$

Questa quantità può essere finita o infinita. Assumendo che Φ sia analitica in \hat{s} , questo dipenderà dal fatto che \hat{s} sia uno zero semplice o multiplo di $\Phi(s)$, rispettivamente.

Se \hat{s} è uno zero multiplo di $\Phi(s)$, l'integrale diverge: questo fatto è coerente con il teorema di Cauchy sull'unicità delle soluzioni delle equazioni differenziali. Osservando che le equazioni del moto si scrivono come $\dot{s} = \pm\sqrt{\Phi(s)}$, nel caso in cui \hat{s} sia uno zero multiplo, la quantità $\sqrt{\Phi(s)}$ è lipschitziana in un intorno di \hat{s} , fatto che garantisce l'unicità della soluzione. D'altra parte, $s(t) = \hat{s}$ risolve l'equazione e pertanto è l'unica soluzione ammessa passante per \hat{s} : ogni altra traiettoria può solo avvicinarsi al punto \hat{s} senza mai toccarlo (diversamente, vi sarebbero *due* possibili soluzioni passanti per \hat{s}). Si noti inoltre che, coerentemente con questo fatto, la forza applicata al punto materiale in uno zero multiplo \hat{s} è nulla, $\Phi'(\hat{s}) = \frac{2}{m}f(\hat{s}) = 0$.

Discorso diverso vale per gli zeri semplici. Se \hat{s} è uno zero semplice, la formula precedente predice che esso verrà toccato in un tempo finito $t(\hat{s})$. Questo peraltro implica che le condizioni iniziali $s(0) = s_0$, $\dot{s}(0) = 0$ *non* determinano univocamente la traiettoria, dato che sono compatibili con un moto che inizia in s_0 e raggiunge \hat{s} in un tempo finito, ma anche con la traiettoria puntiforme $s(t) = \hat{s}$. La ragione, nuovamente, è che in questo caso $\sqrt{\Phi(s)}$ *non* è lipschitziana in un intorno di \hat{s} : pur fissando la condizione iniziale $s(0) = \hat{s}$ (automaticamente associata a $\dot{s}(0) = 0$) l'unicità non è garantita e sono ammesse più soluzioni. D'altra parte, se il punto materiale si trova in uno zero semplice di Φ con velocità nulla, l'evoluzione fisica del suo moto (ovvero *quale* delle possibili soluzioni si realizzerà) sarà determinata dal segno della forza $\Phi'(\hat{s}) = \frac{2}{m}f(\hat{s}) \neq 0$ che non permette alla velocità di rimanere nulla.

Anche se accessibili, gli zeri semplici di $\Phi(s)$ costituiscono comunque la frontiera di regioni di accessibilità che partizionano la curva, come si vede dai seguenti risultati.

DEFINIZIONE 2.1. Gli zeri semplici di $\Phi(s)$ sono detti punti di inversione.

TEOREMA 2.1. *Il moto tra due punti di inversione consecutivi \hat{s}_- ed $\hat{s}_+ > \hat{s}_-$ è periodico di periodo*

$$\tau = \int_{\hat{s}_-}^{\hat{s}_+} \frac{2}{\sqrt{\Phi(x)}} dx.$$

DIMOSTRAZIONE. Siano s_- ed s_+ due zeri semplici consecutivi di $\Phi(s)$. Per ipotesi, nell'intervallo $[s_-, s_+]$ possiamo scrivere $\Phi(s) = (s - \hat{s}_-)(\hat{s}_+ - s)\phi(s)$ con $\phi(s) > 0$ per $s \in [\hat{s}_-, \hat{s}_+]$. La velocità del punto materiale si annulla in s_{\pm} mentre la forza ha in questi punti segno opposto:

$$f(\hat{s}_+) = \Phi'(\hat{s}_+) = -(\hat{s}_+ - \hat{s}_-)\phi(\hat{s}_+) < 0, \quad f(\hat{s}_-) = \Phi'(\hat{s}_-) = (\hat{s}_+ - \hat{s}_-)\phi(\hat{s}_-) > 0,$$

il che fa sì che il moto si inverta in questi punti estremali. Partendo da $s_0 \in (s_-, s_+)$ con $v_0 > 0$ al tempo $t = 0$, il moto prosegue cioè fino a \hat{s}_+ dove la velocità si annulla e, per effetto di una forza negativa, subisce una accelerazione verso \hat{s}_- che lo fa ripassare da s_0 con velocità opposta in segno, fino ad arrivare in \hat{s}_- , dove nuovamente il moto si inverte e il punto torna infine in s_0 con stessa velocità v_0 dopo un tempo τ : da qui in poi il moto si riproduce *identico* essendosi verificate nuovamente, al tempo τ , le stesse condizioni cinematiche osservate al tempo $t = 0$. Il tempo del periodo quindi è

$$\tau = \int_{s_0}^{\hat{s}_+} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx + \int_{\hat{s}_+}^{\hat{s}_-} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx + \int_{\hat{s}_-}^{s_0} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx = 2 \int_{\hat{s}_-}^{\hat{s}_+} \frac{1}{\sqrt{\Phi(x)}} dx. \quad \square$$

Esercizio 1.2 — Un punto materiale di massa m si muove lungo una guida liscia fissa γ ed è soggetto ad un potenziale periodico lungo la guida nella forma $V(s) = s^{2n}$. Supponendo che il punto inizi a muoversi per $t = 0$ da $s(0) = 0$ con energia meccanica $E > 0$, si dimostri che il periodo non dipende da E se e solo se $n = 2$: si calcoli l'espressione del periodo in questo caso speciale. [$\tau = \sqrt{2m\pi}$]

2.2. Spazio delle fasi. Nella forma $m\dot{s} = f(t, s, \dot{s})$, l'equazione del moto equivale ad una coppia di equazioni del primo ordine in uno spazio bidimensionale; ovvero, rinominando x la variabile s ed indicando con $y = \dot{s}$, possiamo scrivere

$$\dot{y} = \frac{1}{m}f(t, x, y), \quad \dot{x} = y.$$

Un *punto* nello spazio delle fasi $\mathbf{z} = (x, y)$ corrisponde quindi ad uno stato cinematico del punto materiale, ovvero alla sua posizione e alla sua velocità. Indicando con $f(t, \mathbf{z}) := f(t, x, y)$, possiamo dare la seguente

DEFINIZIONE 2.2. Il piano \mathbb{R}^2 prende il nome di spazio delle fasi. Su di esso, è definito il campo vettoriale $\mathbf{f}: \mathbb{R} \times \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$ tale che $(t, \mathbf{z}) \mapsto (y, \frac{1}{m}f(t, \mathbf{z}))$, le cui curve integrali, ovvero le soluzioni dell'equazione $\dot{\mathbf{z}} = \mathbf{f}(t, \mathbf{z})$, sono dette *curve di fase del sistema*. L'operatore \mathbf{g}^t che associa ad un certo punto dello spazio delle fasi $\mathbf{z}_0 = (x_0, y_0)$ il punto $\mathbf{z}(t)$ ottenuto per mezzo dell'evoluzione indotta da \mathbf{f} è detto *flusso di fase* del sistema e si indica con

$$\mathbf{g}^t: \mathbf{z}_0 \mapsto \mathbf{z}(t) = \mathbf{g}^t \mathbf{z}_0, \quad \mathbf{z}(0) = \mathbf{z}_0.$$

In altre parole, \mathbf{g}^t associa alle condizioni iniziali $\mathbf{z}_0 := (x_0, y_0)$ al tempo $t = 0$ il risultato dell'integrazione del moto $\mathbf{z}(t) = \mathbf{g}^t \mathbf{z}_0$ fino al tempo t . Quest'ultimo corrisponde ad una curva $\mathbf{z}(t)$ nello spazio delle fasi che ha come vettore tangente in $\mathbf{z}(t)$ il vettore $\mathbf{f}(t, \mathbf{z})$.

Se $f \equiv f(s)$ le equazioni del moto implicano, come abbiamo visto, la conservazione dell'energia

$$E := \frac{1}{2}m\dot{s}^2 + V(s),$$

dove come sopra $V'(s) = f(s)$, pertanto le curve di fase sono *isoenergetiche*: fissato $e \in \mathbb{R}$, l'insieme

$$\mathcal{M}(e) := \left\{ (x, y) \in \mathbb{R}^2: E(x, y) := \frac{1}{2}my^2 + V(x) = e \right\}$$

contiene le curve di fase di energia e . L'insieme $\mathcal{M}(e)$ è in generale costituito da diverse componenti connesse, la cui regolarità è garantita se $\nabla E(x, y) = (V'(x), my) \neq \mathbf{0}$.

Esercizio 1.2 — Dimostrare che la condizione $\frac{1}{2}my^2 + V(x) = e$ individua una curva regolare in un intorno di $x_0 \in \mathcal{M}(e)$ se $\nabla E(x, y) \neq \mathbf{0}$.

DEFINIZIONE 2.3. Un punto $(x_0, 0)$ si dice *di equilibrio* se il flusso di fase associato si riduce al punto stesso, ovvero $\mathbf{g}^t(x_0, 0) = (x_0, 0) \forall t > 0$.

In questo contesto unidimensionale, la condizione di punto di equilibrio *equivale* a richiedere che $V'(x_0) = 0$, ovvero che x_0 sia un punto critico del potenziale: in virtù del teorema di Cauchy, infatti, la condizione iniziale $(x_0, 0)$ non può che evolvere in se stessa. I punti di equilibrio quindi sono proprio i punti *critici*, ovvero i punti in cui $\nabla E(x, y) = \mathbf{0}$ e la regolarità di $\mathcal{M}(e)$ viene meno.

Esempio 1.3 — A titolo esemplificativo, consideriamo un punto materiale di massa $m = 1$ soggetto al potenziale $V(x) = x^2(x^2 - 1)$. In Fig. 1 è possibile osservare il diagramma di fase e alcune curve di fase per diversi valori dell'energia meccanica totale E .

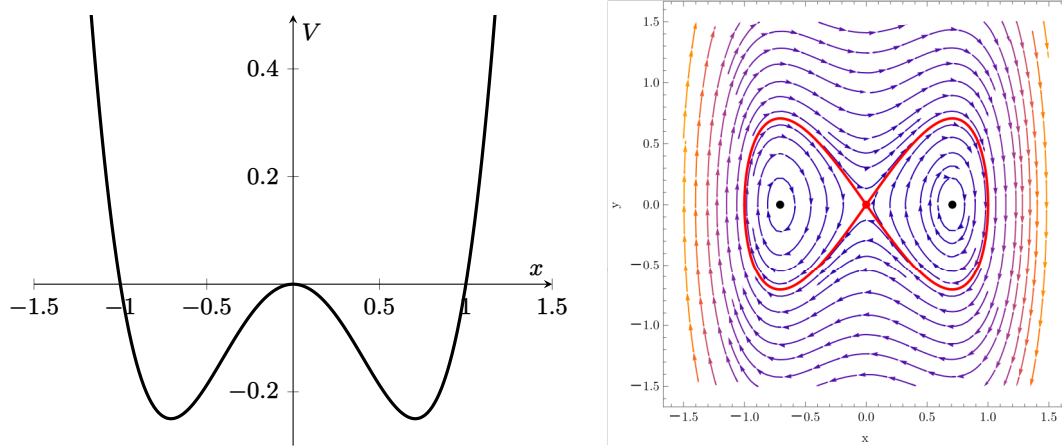


FIGURA 1. Potenziale nell'Esempio 1.3 e spazio delle fasi associato con rappresentazione del flusso di fase. Sono indicati i punti critici e le separatrici (in rosso) per un punto materiale di massa $m = 1$.

Per classificare i punti critici, diamo la seguente definizione.

DEFINIZIONE 2.4. Un punto dello spazio delle fasi $\mathbf{z}_0 = (x_0, 0)$ si dice *di equilibrio stabile secondo Lyapunov* se $\forall \epsilon > 0 \exists \delta > 0$ per cui, denotato $\mathbf{z} = (x, y)$ si ha che

$$\|\mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| < \delta \Rightarrow \|\mathbf{g}^t \mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| \leq \epsilon, \quad \forall t > 0.$$

Il punto si dice *asintoticamente stabile* se esiste $\delta > 0$ tale per cui

$$\|\mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| < \delta \Rightarrow \lim_{t \rightarrow +\infty} \mathbf{g}^t \mathbf{z} = \mathbf{z}_0.$$

Se $I_\delta(\mathbf{z}_0) := \{\|\mathbf{z} - \mathbf{z}_0\| < \delta : \lim_{t \rightarrow +\infty} \mathbf{g}^t \mathbf{z} = \mathbf{z}_0\}$, allora $I_{\max}(\mathbf{z}_0) = \bigcup_\delta I_\delta(\mathbf{z}_0)$ è detto *bacino di attrazione* di \mathbf{z}_0 . Un punto non stabile si dice infine *instabile*.

In altre parole, un punto è stabile secondo Lyapunov se, avviando il moto in prossimità di tale punto nello spazio delle fasi, non ce ne si allontana mai. Nel caso del moto unidimensionale che stiamo analizzando questa definizione ci porta alla seguente

PROPOSIZIONE 2.2. Se V ha un punto di minimo relativo isolato in x_0 , allora esso è un punto di equilibrio stabile secondo Lyapunov.

DIMOSTRAZIONE. Fissato un qualunque intorno I di $\mathbf{z}_0 := (x_0, 0)$, sia

$$J_\delta(\mathbf{z}_0) := \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 : E(x, y) < E(x_0, 0) + \delta\}.$$

Per δ sufficientemente piccolo, la componente connessa J_δ contenente \mathbf{z}_0 è in I : tale componente sarà invariante sotto \mathbf{g}^t per via della conservazione dell'energia. \square

Esempio 1.4 — Si noti che se un punto è di equilibrio stabile secondo Lyapunov non è necessariamente un punto di minimo relativo dell'energia potenziale: questo si vede facilmente ammettendo che $V(x)$ sia non analitica in un qualche suo punto. Supponiamo, per esempio, di avere un punto materiale di massa unitaria in moto nel potenziale

$$V(x) = \begin{cases} x^2 \cos \frac{1}{x} & x \neq 0 \\ 0 & x = 0. \end{cases}$$

L'energia potenziale considerata non ammette una espansione in serie in un intorno di $x = 0$, e tale punto non è di minimo relativo per $V(x)$, dato che per ogni $\delta > 0$ esiste un $x \neq 0$ tale che $V(x) < 0$. Tuttavia,

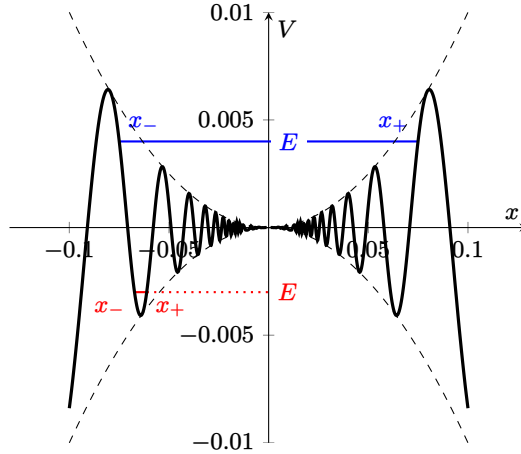


FIGURA 2. Potenziale nell'Esempio 1.4 e due intervalli ammessi per il moto per diversi valori di E .

$x = 0$ è di equilibrio stabile secondo Lyapunov. Supponiamo infatti che il sistema abbia energia positiva, $\frac{1}{2}y^2 + V(x) = E > 0$. Possiamo individuare due punti di inversione $x_{\pm}(E)$, di modo che il moto avvenga sempre nell'intervallo $[x_-(E), x_+(E)]$ (vedasi figura) con $|x_{\pm}(E)| \rightarrow 0$ per $E \rightarrow 0^+$. Inoltre, in tale intervallo, $V(x) > -E$ e quindi $E = \frac{1}{2}y^2 + V(x) > \frac{1}{2}y^2 - E \Rightarrow |y| < \sqrt{2E}$. La misura dell'intorno nello spazio delle fasi in cui avviene il moto, $[x_-(E), x_+(E)] \times [-\sqrt{2E}, \sqrt{2E}]$, può quindi essere resa piccola a piacere, e perciò $x = 0$ è di equilibrio per $E > 0$. Un ragionamento analogo può essere fatto per $E < 0$, dove un intervallo arbitrariamente vicino all'origine può essere scelto di modo che il suo corrispondente intervallo nello spazio delle fasi sia arbitrariamente piccolo per $E \rightarrow 0^-$.

DEFINIZIONE 2.5. Un insieme $\mathcal{M}(e)$ contenente un punto critico instabile si dice *curva separatrice*.

Una separatrice è per costruzione data dall'unione dei punti di equilibrio instabili e da curve connesse che esprimono traiettorie di moto che tendono asintoticamente ai detti punti di equilibrio instabile, senza mai raggiungerli.

2.3. Pendolo. Il *pendolo semplice* è un dispositivo meccanico che consiste di un punto materiale di massa m vincolato, tramite vincolo olonomo liscio, a muoversi su una circonferenza di raggio ℓ in un piano verticale. Il moto è soggetto alla forza di gravità di modo che, indicando con $\theta \in [-\pi, \pi)$ la deviazione dalla verticale del dispositivo, l'equazione del moto ha la forma

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{\ell} \cos \theta = 0.$$

dove $g > 0$ è l'accelerazione di gravità. Si tratta di un sistema autonomo che sviluppa il suo moto su una curva, e può quindi essere analizzato con le tecniche discusse sopra. L'energia meccanica del pendolo è

$$E = \frac{1}{2}m\ell^2\dot{\theta}^2 - mg\ell \cos \theta$$

a meno di una costante additiva arbitraria. Indicando con $e := \frac{E}{mg\ell}$ e $\tau^2 := \frac{\ell}{g}$, questa relazione si riscrive

$$\dot{\theta}^2 = \frac{2}{\tau^2}(\cos \theta + e) \equiv \Phi(\theta),$$

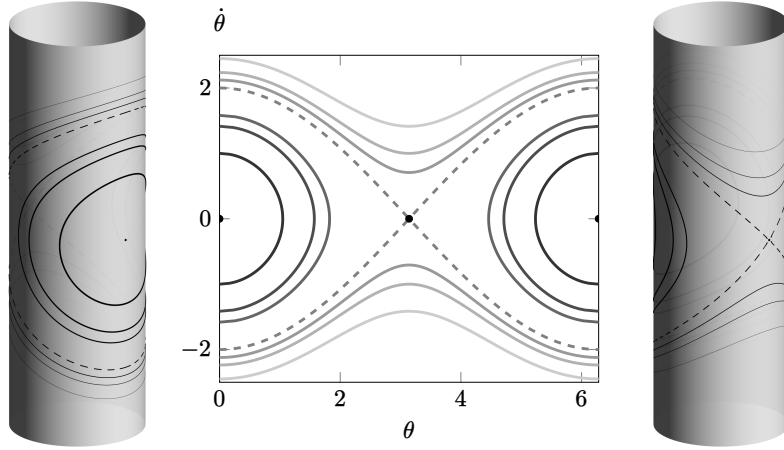


FIGURA 3. Spazio delle fasi del pendolo con $\tau = 1$. Sono visualizzate le traiettorie per diversi valori di e , inclusa la separatrice ($e = 1$, linea tratteggiata) e i due punti critici.

che richiede $e \geq -1$ per aver senso. Al variare di e possono distinguersi diversi tipi di moto. È utile visualizzare queste traiettorie nello spazio delle fasi $(\theta, \dot{\theta})$, che in questo caso è $\mathbb{S}^1 \times \mathbb{R}$, ovvero un *cilindro* infinito.

Se $e > 1$, allora $\Phi(\theta)$ non ammette zeri e il moto consiste di *rotazioni* lungo l'intera circonferenza ammessa: in questo regime, le traiettorie nello spazio delle fasi si avvolgono infatti attorno al cilindro.

Se invece $|e| < 1$, $\Phi(e)$ ammette degli zeri: in questo caso il moto è periodico e il moto consiste di *oscillazioni*. Le traiettorie non si avvolgono attorno al cilindro e (a differenza del caso $e > 1$) possono essere deformate con continuità in un punto, corrispondente all'unica soluzione di equilibrio *stabile* $(\theta, \dot{\theta}) = (0, 0)$, corrispondente ad un punto di minimo relativo isolato del potenziale.

Il caso $e = 1$ è marginale: l'equazione

$$\dot{\theta}^2 = \frac{2}{\tau^2}(\cos \theta + 1)$$

identifica la *separatrice* nello spazio delle fasi che delimitano i due diversi regimi: essa passa infatti per l'unica soluzione di equilibrio *instabile*, $(\theta, \dot{\theta}) = (\pi, 0)$. Il caso $e = -1$ invece ammette come uniche possibili soluzioni le soluzioni di equilibrio stabile e instabile.

Il moto del pendolo può essere integrato esattamente ricorrendo ad alcune funzioni speciali. Qui ci limiteremo all'integrazione delle equazioni del moto lungo la separatrice, ovvero al caso $e = 1$. Dal fatto che $2 \sin^2 \frac{\theta}{2} = 1 - \cos \theta$, l'equazione del moto si può riscrivere

$$\dot{\theta}^2 = 4 \frac{1 - \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\tau^2} \Leftrightarrow \left(\frac{\dot{u}}{1 - u^2} \right)^2 = \frac{1}{\tau^2},$$

dove abbiamo introdotto $u = \sin \frac{\theta}{2}$, che si integra direttamente tenendo conto che $u \in [-1, 1]$. Assumendo come istante di tempo iniziale $t = 0$ e che in tale istante $u(0) = 0$ e $\dot{u}(0) > 0$, avremo

$$\frac{t}{\tau} = \int_0^u \frac{1}{1 - x^2} dx = \operatorname{atanh} u \Rightarrow u(t) = \tanh \left(\frac{t}{\tau} \right).$$

Si noti che non abbiamo imposto il modulo della *velocità* iniziale: questo è dovuto al fatto che abbiamo risolto le equazioni ad energia fissa, per cui la velocità iniziale è automaticamente fissata *in modulo* una volta dato $u(0)$ dalla condizione $e = 1$.

2.4. Piccole oscillazioni. Il caso del pendolo semplice mostra che anche i sistemi più elementari possono presentare complesse equazioni differenziali da risolvere. Lo studio di un sistema unidimensionale autonomo in prossimità di un punto $\mathbf{z}_0 = (x_0, 0)$ di equilibrio nello spazio delle fasi può essere effettuato in una certa generalità in approssimazione di *piccole oscillazioni*. Assumiamo che il potenziale a cui il sistema è soggetto sia analitico in un suo minimo isolato x_0 , corrispondente ad un punto di equilibrio stabile, e che $V''(x_0) \neq 0$. Introduciamo la variabile $\xi := x - x_0$, di modo che il sistema di equazioni da studiare possa scriversi come

$$\dot{\xi} = y, \quad \dot{y} = -\frac{1}{m}V'(x_0 + \xi).$$

Essendo x_0 di equilibrio, la seconda equazione si può riscrivere espandendo in serie di potenze

$$\dot{y} = -\frac{1}{2m}V''(x_0)\xi^2 + o(\xi^2).$$

Trascurando gli ordini superiori al primo e introducendo

$$\omega^2 := \frac{1}{m}|V''(x_0)|, \quad \sigma := \text{sign}(V''(x_0)) \in \{-1, 1\}$$

l'equazione assume la formula molto semplice

$$\ddot{\xi} - \sigma\omega^2\xi = 0,$$

che descrive un cosiddetto *oscillatore armonico* se il punto è di equilibrio *stabile*, ovvero $\sigma > 0$. Essa ha soluzioni

$$\xi(t) = \begin{cases} \xi(0) \cos(\omega t) + \frac{y(0)}{\omega} \sin(\omega t) & \text{se } V''(x_0) > 0 \\ \xi(0) \cosh(\omega t) + \frac{y(0)}{\omega} \sinh(\omega t) & \text{se } V''(x_0) < 0. \end{cases}$$

di modo che le traiettorie corrispondenti nello spazio delle fasi sono ellissi o iperboli a seconda che il punto sia di equilibrio stabile o instabile rispettivamente. È importante osservare che la soluzione è stata derivata nell'ipotesi di *piccole deviazioni* dalla posizione di equilibrio, ed è quindi una soluzione approssimata potenzialmente molto lontana dalla soluzione corretta quando ξ assume valori troppo grandi.

Esempio 1.5 (Moto armonico smorzato e forzato) — In molte applicazioni occorre considerare, nello studio di un moto armonico attorno ad un punto di equilibrio stabile, la presenza di una forza aggiuntiva che agisce sul punto materiale P di traiettoria \mathbf{x} tentando di frenarne il moto: tale forza esprime la *resistenza del mezzo* ed è tipicamente nella forma $\mathbf{F}_v = -\eta\dot{\mathbf{x}}$, con $\eta > 0$, di modo che la forza frenante è tanto più intensa quanto più grande è la velocità del corpo. In aggiunta alla forza di richiamo e alla forza dissipativa, è possibile anche includere la presenza di una certa forza esterna *forzante* $\mathbf{F}(t)$ nella direzione del moto. Assumeremo in particolare che, detta $\hat{\mathbf{t}}$ il versore tangente alla traiettoria di P , $\mathbf{F}(t) = F \cos(\omega_* t + \phi_0)\hat{\mathbf{t}}$, per una certa terna di valori reali $F, \omega_*, \phi_0 \in \mathbb{R}$.

Dati i nuovi contributi, l'equazione per ξ viene ad essere modificata ed assume la forma

$$(1.6) \quad \ddot{\xi} + 2\beta\dot{\xi} + \omega^2\xi = \frac{F}{m} \cos(\omega_* t + \phi_0),$$

dove si è tenuto conto del fatto che $\dot{\mathbf{x}} = \dot{s}\hat{\mathbf{t}} = \dot{\xi}\hat{\mathbf{t}}$, e si è ridefinito $\beta := \frac{\eta}{2m}$. Data la natura periodica della forzante, possiamo convertire il problema in una equazione differenziale per la funzione complessa z , che soddisfa l'equazione

$$\ddot{z} + 2\beta\dot{z} + \omega^2z = \frac{F}{m} e^{i(\omega_* t + \phi)}$$

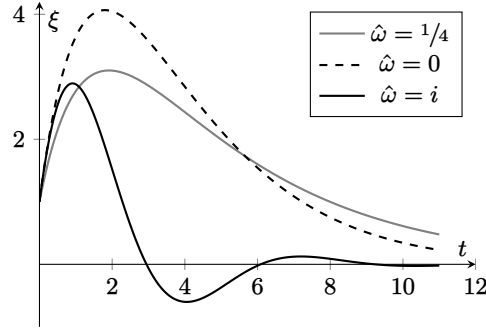


FIGURA 4. Evoluzione di ξ in un generico moto armonico smorzato (senza forzante) con stesse condizioni iniziali ma diversi parametri β e $\hat{\omega}$.

di cui prenderemo la parte reale come soluzione. La procedura da applicare è standard: si cerca anzitutto una soluzione generica dell'equazione omogenea, nella forma $\xi(t) = e^{\lambda t}$. Sostituendo questa espressione nell'equazione differenziale, otteniamo

$$\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega^2 = 0 \Rightarrow \lambda_{\pm} = -\beta \pm \hat{\omega}, \quad \text{dove} \quad \hat{\omega} := \sqrt{\beta^2 - \omega^2}.$$

Si ha così che la soluzione dell'equazione omogenea ha la forma

$$z_0(t) = \begin{cases} e^{-\beta t} (\alpha_+ e^{\hat{\omega} t} + \alpha_- e^{-\hat{\omega} t}) & \hat{\omega} \neq 0 \\ e^{-\beta t} (\alpha_+ + \alpha_- t) & \hat{\omega} = 0. \end{cases}$$

Dobbiamo ora cercare una soluzione particolare z_p al problema. Un *ansatz* possibile è $z_p(t) = b e^{i\omega_* t}$ per un qualche $b \in \mathbb{C}$. Inserendo questo *ansatz* nell'equazione si trova che in effetti essa è soddisfatta scegliendo

$$b = \frac{F}{m} \frac{e^{i\phi_0}}{\omega^2 + 2i\beta\omega_* - \omega_*^2}.$$

La nostra soluzione generale è quindi

$$z(t) = \frac{F}{m} \frac{e^{i(\omega_* t + \phi_0)}}{\omega^2 + 2i\beta\omega_* - \omega_*^2} + \begin{cases} e^{-\beta t} (\alpha_+ e^{\hat{\omega} t} + \alpha_- e^{-\hat{\omega} t}) & \text{se } \hat{\omega} \neq 0 \\ e^{-\beta t} (\alpha_+ + \alpha_- t) & \text{se } \hat{\omega} = 0, \end{cases}$$

Per semplificare i nostri calcoli e la nostra analisi, consideriamo anzitutto il caso $F = 0$, ovvero rimuoviamo la forzante e assumiamo ci sia solo dissipazione. Analizziamo i diversi casi separatamente, con generiche condizioni iniziali $\xi(0) =: \xi_0$ e $\dot{\xi}(0) =: v_0$, avendo assunto come istante iniziale $t = 0$.

$\beta \geq \omega$: Supponiamo inizialmente $\hat{\omega} > 0$ reale. In questo caso, essendo $\hat{\omega} < \beta$, il moto è tale che $\xi(t) \rightarrow 0$ per $t \rightarrow +\infty$ monotonicamente, ovvero la posizione di equilibrio è asintoticamente stabile. Imponendo le condizioni iniziali, si trova che

$$\alpha_+ + \alpha_- = \xi_0, \quad \alpha_+ (\hat{\omega} - \beta) - \alpha_- (\hat{\omega} + \beta) = v_0 \Rightarrow \xi(t) = e^{-\beta t} \left(s_0 \cosh \hat{\omega} t + \frac{v_0 + \beta s_0}{\hat{\omega}} \sinh \hat{\omega} t \right).$$

Se $\xi_0 \neq 0$, gli istanti in cui il sistema passa per la posizione di equilibrio ($\xi(t) = 0$) soddisfano l'equazione

$$\tanh(\hat{\omega} t) = -\frac{\hat{\omega} \xi_0}{v_0 + \beta \xi_0}.$$

che ha un'unica soluzione se e solo se $\left| \frac{\hat{\omega} \xi_0}{v_0 + \beta \xi_0} \right| < 1$: se ciò non avviene, il sistema non passa mai dal punto di equilibrio. Se invece $\hat{\omega} = 0$, ovvero $\beta = \omega$, il moto è detto *criticamente smorzato* e la soluzione generale del problema, una volta imposte le condizioni iniziali, ha la forma

$$s(t) = e^{-\beta t} (s_0 + (v_0 + \beta s_0)t).$$

Se $\xi_0 \neq 0$ il sistema passa per il punto di equilibrio una sola volta se $v_0 < -\beta s_0$, diversamente ciò non avviene mai.

$\boxed{\beta < \omega}$: Se $\hat{\omega} = i\hat{\omega}_0 \equiv i\sqrt{\omega^2 - \beta^2}$ è immaginario puro, $\xi(t) \rightarrow 0$ per $t \rightarrow +\infty$, ma eseguendo un certo numero di oscillazioni. Imponendo le condizioni iniziali si ottiene

$$\xi(t) = e^{-\beta t} \left(s_0 \cos(\hat{\omega}_0 t) + \frac{v_0 + \beta s_0}{\hat{\omega}_0} \sin(\hat{\omega}_0 t) \right).$$

Un sistema con $\xi_0 \neq 0$ passa dalla posizione di equilibrio negli infiniti istanti di tempo che soddisfano l'equazione

$$\tan(\hat{\omega}_0 t) = -\frac{\hat{\omega}_0 s_0}{v_0 + \beta s_0}.$$

Il caso dell'oscillatore armonico puro si recupera per $\beta = 0$: in tal caso $\hat{\omega}_0 = \omega$.

Nel caso in cui sia presente una forzante, il contributo della soluzione omogenea al variare del campo in cui vive $\hat{\omega}$ rimane *smorzato* finantoché $\beta \neq 0$ e diventa trascurabile rispetto al contributo forzante per $t \gg 0$, che invece non decade e rimane oscillante. Per $t \gg 0$ si trova perciò che la soluzione ha la forma

$$\xi(t) = \frac{F}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_*^2)^2 + 4\beta^2 \omega_*^2}} \cos\left(\omega_* t + \phi_0 + \arctan \frac{2\beta \omega_*}{\omega_*^2 - \omega^2}\right) + \text{termini esponenzialmente soppressi}.$$

Il termine forzante, dominante per $t \gg 0$, è indipendente dalle precise condizioni iniziali ma mantiene una dipendenza dalla frequenza propria ω del sistema. L'ampiezza del termine forzante è massima quando

$$\omega_* = \sqrt{\omega^2 - 2\beta^2} \quad \text{purché} \quad \omega^2 > 2\beta^2.$$

Questo valore è detto *frequenza di risonanza*.

Esempio 1.6 (Battimenti) — Il fenomeno dei *battimenti* si verifica quando il moto emerge da una sovrapposizione di due moti oscillatori con frequenze molto vicine, nella forma

$$\xi(t) = a_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + a_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2).$$

Se $a = a_1 = a_2$, possiamo applicare l'identità $\cos x + \cos y = 2 \cos \frac{x+y}{2} \cos \frac{x-y}{2}$,

$$\xi(t) = 2a \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t + \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right)$$

e osservare che, se $\omega_1 \simeq \omega_2 \simeq \omega$, il primo termine produce una oscillazione di frequenza simile a quella delle due componenti originarie, mentre il secondo fattore manifesta una frequenza molto più bassa, e apparirà come un termine che “modula” il primo contributo su scale temporali più lunghe. Questa circostanza può avvenire quando, per esempio, non si ha contributo smorzante nell'esempio precedente: il contributo della soluzione omogenea è quindi oscillante come quello della soluzione particolare, ma con diverse frequenze che possono però essere molto vicine tra loro.