



Equations Différentielles I

UE11, Mines Paris - PSL*

10 novembre 2023

Table des matières

Un peu d’histoire	2
Objectifs du cours	3
Cadre de l’étude	4
Equations différentielles en physique	4
Solution d’une équation différentielle	6
Problème de Cauchy (<i>Initial Value Problem</i>)	7
Représentation intégrale des solutions	7
Classe plus générale de solutions	8
Portrait de phase	8
Etude du problème de Cauchy	9
Existence de solutions locales	9
Théorème de Peano-Arzelà	9
Classe plus générale de solutions (pour la culture)	9
Domaine d’existence des solutions	9
Solution maximale	10
Domaine maximal d’existence	10
Critère d’existence globale	12
Unicité des solutions maximales	13
Théorème de Cauchy-Lipschitz (ou de Picard-Lindelöf)	14
Relâchement à f localement Lipschitzienne	16
Approximations successives	16

*Ce document est un des produits du projet  [paulinebernard/CDIS](#) issu de la collaboration de (P)auline Bernard (CAS) et (T)homas Romary (GEOSCIENCES). Il dérive du projet  [boisgera/CDIS](#), initié par la collaboration de (S)ébastien Boisgérault (CAOR), (T)homas Romary et (E)milie Chautru (GEOSCIENCES), (P)auline Bernard (CAS), avec la contribution de Gabriel Stoltz (Ecole des Ponts ParisTech, CERMICS). Il est mis à disposition selon les termes de la licence Creative Commons “attribution – pas d’utilisation commerciale – partage dans les mêmes conditions” 4.0 internationale.

Régularité et stabilité des solutions	17
Sensibilité aux conditions initiales et erreurs de modèle	18
Régularité en temps fini	18
Chaos déterministe et horizon de Lyapunov	20
Propriétés asymptotiques	21
Point d'équilibre	23
Attractivité	23
Stabilité, stabilité asymptotique	24
Robustesse vis-à-vis des perturbations (pour la culture)	24
Stabilité asymptotique d'un système linéaire stationnaire	25
Critère de stabilité linéaire (pour la culture)	26
Lien entre stabilité et stabilité du linéarisé tangent	26
Caractérisation par Lyapunov	27
Lemme de Barbalat	29
Exercices complémentaires	30
Ecoulement dans un réservoir (+)	30
Autour du Lemme de Grönwall	31
Cycle limite I (+)	32
Cycle limite II (+)	32
Attractivité locale implique stabilité asymptotique globale pour un système linéaire	34
Stabilisation d'une chaîne d'intégrateurs	34
Solutions	35
Exercices essentiels	35
Ecoulement dans un réservoir	40
Autour du Lemme de Grönwall	41
Cycle limite I	43
Cycle limite II	45
Attractivité locale implique stabilité asymptotique globale pour un système linéaire	50
Stabilisation d'une chaîne d'intégrateurs	50
Annexes	51
Preuve du théorème de Peano-Arzelà (Hors-programme)	51
Preuve du théorème du domaine maximal d'existence	53
Stabilité et linéarisé tangent	54
Références	55

Un peu d'histoire

L'étude des équations différentielles remonte au XVII^e siècle lors de la découverte du calcul infinitésimal et de la modélisation du mouvement par Kepler et Newton. Avec Leibniz, leur premier réflexe est alors de chercher à résoudre ces équations

de manière exacte, par exemple par des primitives de fonctions connues ou bien sous forme de série, mais ces méthodes atteignent vite leurs limites, sauf dans des cas très particuliers.

Alors que l'idée d'approximer les solutions apparaît au milieu du XVIII^e siècle avec Euler, on cherche ensuite plutôt à caractériser leurs propriétés sans les connaître explicitement. Cauchy, et parallèlement Lipschitz, démontrent les premiers, au milieu du XIX^e siècle, l'existence et l'unicité des solutions sous des hypothèses de régularités de l'équation différentielle. Laplace, qui s'intéresse alors à la mécanique céleste, s'émerveille devant la capacité de l'Homme à prédire l'évolution du monde physique. C'est l'avènement du *déterminisme* c'est-à-dire la certitude que l'état du monde futur (ou passé) peut être prédit de manière unique par la connaissance de l'état initial.

Cependant, à la fin du XIX^e siècle, les travaux de Poincaré et de ses contemporains mettent en évidence les limites de ce déterminisme. Le constat que le modèle physique n'est jamais exactement connu, ni sa condition initiale, amène les scientifiques à étudier la sensibilité des solutions à ces erreurs. Une sensibilité extrême chez certains systèmes rend leur simulation impossible sur des temps longs et mène à la théorie du *chaos* qui occupera les scientifiques durant une grande partie du XX^e siècle.

En parallèle, l'étude de la stabilité et du comportement asymptotique des solutions intéresse dès le XIX^e siècle, d'abord dans le cas des systèmes linéaires avec des mathématiciens comme Ruth, Hurwitz, etc. Mais c'est finalement la thèse de Lyapunov à la fin du XIX^e siècle qui lance la théorie générale de la stabilité des systèmes non linéaires qui sera ensuite étayée tout au long des XX^e et XXI^e siècles.

Objectifs du cours

Ce cours est une introduction à l'étude non linéaire des équations différentielles. Pour une étude plus complète voir par exemple (Hale 2009). En première lecture, les objectifs "opérationnels" sont les suivants :

- savoir réduire une équation différentielle à l'ordre 1.
- savoir justifier l'existence de solutions par le théorème de Peano lorsque " f est continue".
- comprendre la notion de solution maximale et savoir qu'elles sont définies tant qu'elles "n'explosent" pas et tant qu'elles n'atteignent pas la frontière du domaine où l'équation différentielle est définie. Savoir justifier qu'une solution est globale si ces éventualités ne peuvent se réaliser en temps fini et/ou en faisant appel au critère "linéairement borné".
- savoir justifier l'unicité des solutions maximales par le théorème de Cauchy-Lipschitz lorsque " f est continûment différentiable par rapport à x ".
- comprendre (qualitativement) dans quelle mesure une erreur sur la condition initiale se répercute sur les solutions en temps fini.

- savoir trouver les points d'équilibre.
- savoir déterminer si un système linéaire est globalement asymptotiquement stable en regardant le signe de la partie réelle de ses valeurs propres.
- savoir déterminer si un point d'équilibre est localement asymptotiquement stable/instable par les valeurs propres de la matrice Jacobienne associée.
- savoir calculer la dérivée d'une fonction de Lyapunov le long des trajectoires et en déduire qu'un point d'équilibre est stable ou localement/globalement asymptotiquement stable.

En deuxième lecture :

- comprendre la preuve du théorème de Cauchy-Lipschitz en voyant la solution comme un point fixe de la représentation intégrale des solutions.
- savoir que l'on peut relâcher l'hypothèse du théorème de Cauchy-Lipschitz à " f Lipschitzienne par rapport à x ".
- comprendre ce qu'est un système chaotique et ce que représente son exposant de Lyapunov.
- comprendre ce que la notion de stabilité apporte en plus de l'attractivité dans la notion de stabilité asymptotique.

Notations

- $B(x, r)$: boule ouverte centrée en x et de rayon r .
- $\bar{B}(x, r)$: boule fermée centrée en x et de rayon r .
- Pour $x : I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$, $\dot{x}(t) = \frac{dx}{dt}(t)$ et $\ddot{x}(t) = \frac{d^2x}{dt^2}(t)$.

Cadre de l'étude

Les équations différentielles apparaissent couramment en physique pour décrire l'évolution des grandeurs décrivant le système.

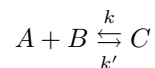
Equations différentielles en physique

- La tension u_c aux bornes d'un condensateur dans un circuit RLC en série évolue selon

$$\ddot{u}_c = -\frac{R}{L}\dot{u}_c - \frac{1}{LC}u_c + u(t)$$

où R , L , C notent la résistance, inductance et capacité respectivement, et u la tension appliquée par le générateur. Cette équation différentielle implique les dérivées de u_c jusqu'à l'ordre 2, donc on parle d'équation différentielle d'ordre 2.

- En cinétique chimique, les concentrations des espèces chimiques intervenant dans une réaction



sont régies par une équation différentielle d'ordre 1 donnée par

$$\begin{aligned}\dot{c}_A &= -k c_A c_B + k' c_C \\ \dot{c}_B &= -k c_A c_B + k' c_C \\ \dot{c}_C &= k c_A c_B - k' c_C\end{aligned}$$

avec k, k' les constantes de réaction. Cette équation différentielle n'a pas de terme extérieur variant avec le temps. On dit qu'elle est *autonome*.

- La mécanique Newtonienne ou Lagrangienne amène typiquement à des équations du type

$$M\ddot{q} = \sum_k F_k(t, q, \dot{q})$$

où $q \in \mathbb{R}^n$ modélise la position du système (spatiale, angulaire, etc), \dot{q} sa vitesse et \ddot{q} son accélération, avec M la matrice d'inertie, et F_k les forces/couples agissant sur le système. Ici il s'agit d'une équation différentielle d'ordre 2.

Dans tous ces cas, on s'intéresse aux signaux du temps $t \mapsto y(t)$ de classe C^p qui vérifient une équation du type

$$y^{(p)}(t) = \psi\left(t, y(t), \dot{y}(t), \dots, y^{(p-1)}(t)\right)$$

sur son ensemble de définition, où $p \in \mathbb{N}^*$ désigne l'ordre de l'équation différentielle. En fait, on se rend compte que y de classe C^p vérifie l'équation différentielle ci-dessus si et seulement si $x = (y, \dot{y}, \dots, y^{(p-1)})$ de classe C^1 vérifie

$$\dot{x} = f(t, x) ,$$

où f est définie par

$$f(t, y_0, y_1, \dots, y_{p-1}) = (y_1, y_2, \dots, y_{p-1}, \psi(t, y_0, \dots, y_{p-1})) .$$

Nous déduisons que résoudre une équation différentielle d'ordre p est en fait équivalent à résoudre une équation différentielle d'ordre 1, quitte à considérer comme inconnue la suite des dérivées $x = (y, \dot{y}, \dots, y^{(p-1)})$ de classe C^1 , au lieu de y de classe C^p . x est appelé l'*état* du système.

Exemple – Réduction à l'ordre 1 Reprenons les exemples plus haut :

- pour un circuit RLC, on prend $x = (u_c, \dot{u}_c) \in \mathbb{R}^2$, et

$$f(t, x_1, x_2) = \begin{bmatrix} x_2 \\ -\frac{R}{L}x_2 - \frac{1}{LC}x_1 + u(t) \end{bmatrix} .$$

- en cinétique chimique, $x = (c_A, c_B, c_C) \in \mathbb{R}^3$ et

$$f(t, x_1, x_2, x_3) = \begin{bmatrix} -k x_1 x_2 + k' x_3 \\ -k x_1 x_2 + k' x_3 \\ k x_1 x_2 - k' x_3 \end{bmatrix}$$

— en mécanique, $x = (q, \dot{q})$ et

$$f(t, x_1, x_2) = \begin{bmatrix} x_2 \\ M^{-1} \sum_k F_k(t, x_1, x_2) \end{bmatrix} .$$

Ainsi, même si la physique nous donne initialement une équation différentielle d'ordre supérieur, on pourra toujours se ramener à l'ordre 1. Cette réduction est cruciale pour l'étudier mathématiquement ainsi que numériquement, et devra donc être systématique.

Commençons par définir le cadre de cette étude.

Définition – Solution d'une équation différentielle

Soient $n \in \mathbb{N}^*$, J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n et $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ une application continue. Une fonction $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ définie sur un intervalle de temps $I \subset J$ non réduit¹ à un point, est dite solution² de l'équation différentielle

$$\dot{x} = f(t, x)$$

si x est continue sur I avec $x(t) \in X$ pour tout $t \in I$, et de classe C^1 sur $\overset{\circ}{I}$ avec $\dot{x}(t) = f(t, x(t))$ pour tout $t \in \overset{\circ}{I}$.

L'équation différentielle est dite *autonome* si l'application f ne dépend pas de t . Dans ce cas, on peut aussi définir directement $f : X \rightarrow \mathbb{R}^n$.

Lorsque l'intervalle de temps I de définition de la solution est J entier, on dira que la solution est *globale*. Mais on verra qu'il peut parfois arriver qu'une solution ne puisse être définie sur J entier, par exemple si elle explose avant, ou si elle s'apprête à quitter X .

Notons que f sera souvent définie sur $J \times X = \mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$. Cependant, il peut arriver que cela ne soit pas le cas, comme par exemple pour deux corps de position y_a, y_b dont la force d'interaction gravitationnelle $\frac{Gm_a m_b}{\|y_a - y_b\|^2}$ n'est définie que pour $y_a \neq y_b$, où lorsque l'on veut restreindre l'étude des solutions à un domaine particulier.

La physique s'intéresse souvent aux solutions partant d'une *condition initiale* donnée. La recherche et l'étude de ces solutions particulières est due à Cauchy et porte le nom de *Problème de Cauchy* :

Dans mes leçons données à l'École Polytechnique, comme dans la plupart des ouvrages ou mémoires que j'ai publiés sur le calcul intégral, j'ai cru devoir placer en premier lieu la recherche, non

1. Certaines références autorisent les solutions définies sur un intervalle d'intérieur vide, c'est-à-dire réduit à un point, qui sont dites "triviales". Mais cela n'a pas grand intérêt ici et nous supposons donc que les solutions sont définies au moins "pendant un certain temps".

2. On omet de préciser l'intervalle I sur lequel x est solution lorsque I est l'ensemble de définition naturel (ou clairement défini) de x . Lorsque celui-ci est ambigu ou bien lorsque l'on veut insister sur l'intervalle de définition, on dira *solution sur I* .

pas des intégrales générales, mais des particulières ; en sorte que la détermination des constantes ou des fonctions arbitraires ne fût plus séparée de la recherche des intégrales.

Définition – Problème de Cauchy (*Initial Value Problem*)

Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $(t_0, x_0) \in J \times X$ et $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue. Le *problème de Cauchy* associé fait référence au système

$$\dot{x} = f(t, x) \quad , \quad x(t_0) = x_0 \quad .$$

On dira donc que $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ est solution du problème de Cauchy défini par f et (t_0, x_0) si

- $t_0 \in I$ et $x(t_0) = x_0$
- x est solution de l'équation différentielle $\dot{x} = f(t, x)$ sur I .

On notera alors $x \in S_f(t_0, x_0)$.

Avant d'étudier les solutions d'un problème de Cauchy, il est crucial de remarquer la caractérisation qui suit.

Théorème – Représentation intégrale des solutions

Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue, $I \subset J$ un intervalle de \mathbb{R} non réduit à un point, $t_0 \in I$, $x_0 \in X$, et $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue telle que $x(t) \in X$ pour tout $t \in I$. Alors, x est solution du problème de Cauchy défini par f et (t_0, x_0) si et seulement si x est solution de l'équation intégrale

$$x(t) = x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x(s)) ds \quad \forall t \in I \quad .$$

Notons que cette caractérisation n'aurait pas été possible si l'on avait gardé une équation différentielle d'ordre $p > 1$.

Démonstration Supposons $x \in S_f(t_0, x_0)$. Alors $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ est de classe C^1 sur I , et pour tout $t \in I$,

$$x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x(s)) ds = x(t_0) + \int_{t_0}^t \dot{x}(s) ds = x(t) \quad .$$

Réciproquement, si x vérifie l'équation intégrale sur $I \subset J$, $x(t_0) = x_0$, et puisque f est continue sur $I \times X$ et x continue sur I , x est de classe C^1 sur I et par dérivation, $\dot{x}(t) = f(t, x(t))$ pour tout $t \in I$. ■

Remarque – Classe plus générale de solutions

La définition sous forme intégrale des solutions montre que la recherche de solutions C^1 et l'hypothèse de continuité de f pourraient être relâchées : il suffirait de chercher x absolument continue et pouvoir définir l'objet $\int_{t_0}^t f(s, x(s))ds$. Mais il est tout de même souhaitable d'assurer un minimum de propriétés telles que l'existence de solutions, comme nous allons le voir dans la section suivante.

Portrait de phase

En dimension 2 (ou 3), il est possible de visualiser géométriquement le comportement des solutions en traçant les courbes paramétriques $t \mapsto (x_1(t), x_2(t))$ dans le plan (ou $t \mapsto (x_1(t), x_2(t), x_3(t))$ dans l'espace) pour différentes conditions initiales. C'est ce que l'on appelle un *portrait de phase*. Voir Figure (p. 8) ci-dessous dans le cas d'un pendule.

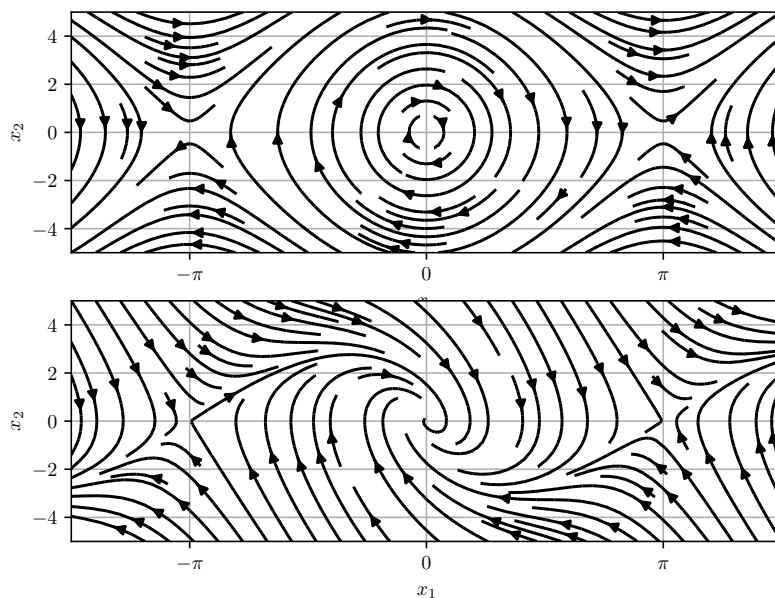


FIGURE 1 – Portraits de phase d'un pendule non amorti en haut et amorti en bas. x_1 représente l'angle du pendule en abscisse et x_2 sa vitesse de rotation en ordonnée. Le pendule sera décrit et étudié plus en détail dans la suite du cours.

Etude du problème de Cauchy

Existence de solutions locales

Notre point de départ est le théorème suivant établi à la fin du XIX^e siècle, qui assure l'existence locale de solutions au problème de Cauchy (p. 7) sous une simple hypothèse de continuité de f . En d'autres termes, dans le cadre de ce cours où f est supposée continue, il existe toujours des solutions pour toute condition initiale, définies au moins pour un certain temps.

Théorème – Théorème de Peano-Arzelà

Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue. Pour tout $(t_0, x_0) \in J \times X$, il existe $\tau_m > 0$ et $x : [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m] \rightarrow \mathbb{R}^n$ tels que x est solution du problème de Cauchy défini par f et (t_0, x_0) .

Démonstration La démonstration de ce résultat est hors-programme et fait appel au théorème d'Ascoli(-Arzelà). Seule la connaissance et la compréhension du résultat est exigible. Pour les curieux, la preuve est donnée en annexe (p. 51). ■

Remarque – Classe plus générale de solutions (pour la culture)

L'existence de solutions C^1 est garantie lorsque f est continue. Il s'avère que l'existence de solutions *absolument continues*, est garantie sous les hypothèses plus faibles suivantes dans un voisinage de (t_0, x_0) :

- pour tout t , $x \mapsto f(t, x)$ est continue ;
- pour tout x , $t \mapsto f(t, x)$ est mesurable ;
- il existe une fonction intégrable $t \mapsto b(t)$ telle que $|f(t, x)| \leq b(t)$ pour tout (t, x) .

Ce sont les conditions de *Carathéodory*. Voir (Hale 2009). Un cadre encore plus général consiste à autoriser des discontinuités de f par rapport à x mais l'étude des solutions passe alors par celle des *inclusions différentielles* du type $\dot{x} \in F(t, x)$, ce qui nous amènerait bien trop loin de ce cours. Voir (Filippov 1988).

Domaine d'existence des solutions

Nous venons de voir que des solutions locales au problème de Cauchy existent si f est continue. Nous savons qu'elles sont définies *au moins un certain temps*, mais il est intéressant de se demander quel est l'intervalle de temps *maximal* sur lequel elles peuvent être définies. En d'autres termes, on s'intéresse aux *solutions maximales*.

Définition – Solution maximale

Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue. On dit que $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ est une solution *maximale* de l'équation différentielle

$$\dot{x} = f(t, x)$$

si elle n'est pas *prolongeable* en une solution définie plus longtemps dans $J \times X$. En d'autres termes, il n'existe pas de solution $x' : I' \rightarrow \mathbb{R}^n$ avec I strictement inclus dans I' et telle que $x = x'$ sur I .

Il s'avère que l'intervalle maximal de définition I d'une solution maximale n'est pas nécessairement \mathbb{R} entier même si f est définie globalement sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$ et f est de classe C^∞ .

Exemple – Explosion en temps fini Considérons le problème de Cauchy

$$\dot{x} = x^2 \quad , \quad (t_0, x_0) \in \mathbb{R}^2 .$$

L'application $f : (t, x) \mapsto x^2$ est continue sur \mathbb{R}^2 , donc il existe au moins une solution. On peut par exemple vérifier que $x : I \rightarrow \mathbb{R}$ définie par

$$x(t) = \frac{x_0}{1 - x_0(t - t_0)} \quad , \quad I = \left] -\infty, t_0 + \frac{1}{x_0} \right[$$

est bien solution. Vu qu'elle diverge au temps $t_0 + \frac{1}{x_0}$, elle ne peut être prolongée au delà. Elle est donc maximale et on dit qu'elle *explose en temps fini*.

En fait, le théorème suivant montre que les solutions maximales sont définies sur un intervalle ouvert, et cet intervalle n'est borné que si $t \mapsto x(t)$ diverge en temps fini ou $t \mapsto (t, x(t))$ tend vers la frontière de l'ensemble de définition $J \times X$ de f en temps fini.

Théorème – Domaine maximal d'existence

Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue et $(t_0, x_0) \in J \times X$. Toute solution maximale $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ du problème de Cauchy défini par f et (t_0, x_0) est définie sur un intervalle ouvert $]t_m^-, t_m^+[$ avec $t_m^-, t_m^+ \in \mathbb{R} \cup \{+\infty, -\infty\}$. De plus, si t_m^- est fini alors $(t, x(t))$ tend vers la frontière de $J \times X$ ou diverge lorsque t tend vers t_m^- , i.e.,

$$\lim_{t \rightarrow t_m^-} d\left((t, x(t)), \partial(J \times X)\right) = 0 \quad \text{ou} \quad \lim_{t \rightarrow t_m^-} \|x(t)\| = +\infty$$

et de la même manière, si t_m^+ est fini alors

$$\lim_{t \rightarrow t_m^+} d\left((t, x(t)), \partial(J \times X)\right) = 0 \quad \text{ou} \quad \lim_{t \rightarrow t_m^+} \|x(t)\| = +\infty .$$

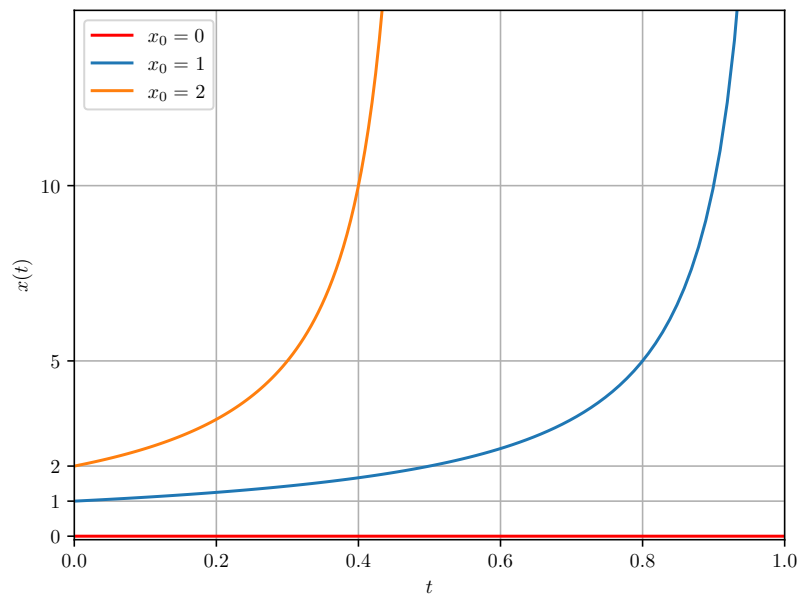


FIGURE 2 – Solutions à $\dot{x} = x^2$ pour $t_0 = 0$ et différentes valeurs de x_0

Démonstration La preuve complète est donnée en annexe (p. 53). On commence par observer que si l'intervalle d'existence n'était pas ouvert, la solution pourrait être prolongée au bord grâce au théorème de Peano, ce qui contredirait sa maximalité. Ensuite, la preuve consiste à montrer que si t_m^+ (resp. t_m^-) est fini, alors $(t, x(t))$ finit forcément par sortir définitivement de tout compact de $J \times X$ lorsque t tend vers t_m^+ (resp. t_m^-), et donc soit diverger soit tendre vers la frontière de l'ouvert $J \times X$. ■

En pratique, pour montrer que les solutions maximales sont définies pour tout temps, i.e., sur \mathbb{R} , il suffit donc de montrer qu'elle ne peuvent pas exploser en temps fini (par exemple si elle sont bornées sur tout intervalle de temps fini), et qu'elle ne peuvent pas tendre vers le bord de $X \times J$ en temps fini (par exemple si $X \times J = \mathbb{R}^n \times \mathbb{R}$). Un cas particulier où les solutions maximales sont forcément définies sur J entier est donné ci-dessous.

Théorème – Critère d'existence globale

Soient J un intervalle ouvert de \mathbb{R} et $f : J \times \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue. Si f a une *croissance au plus affine*, c'est-à-dire, s'il existe $a, b : J \rightarrow \mathbb{R}$ continues telles que

$$\|f(t, x)\| \leq a(t)\|x\| + b(t) \quad \forall (t, x) \in J \times \mathbb{R}^n ,$$

alors toute solution maximale est définie sur J entier.

Démonstration Prouvé dans l'exercice *Autour du Lemme de Grönwall* (p. 31). ■

Exemple – Solutions globales

- Considérons une équation différentielle *linéaire*, c'est-à-dire pour laquelle il existe $A : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^{n \times n}$ et $b : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ continues telles que

$$f(t, x) = A(t)x + b(t) .$$

D'après le théorème précédent, quelle que soit la condition initiale $(t_0, x_0) \in I \times \mathbb{R}^n$, ses solutions maximales sont définies sur I entier (on verra dans la suite qu'il en existe une unique pour chaque condition initiale). Dans le cas où A est constant, on en a même une formule explicite (obtenue par la méthode de *variation de la constante*)

$$x(t) = e^{A(t-t_0)}x_0 + \int_{t_0}^t e^{A(t-s)}b(s)ds ,$$

où $e^{A(t-s)}$ est l'exponentielle de matrice définie par

$$e^{A(t-s)} = \sum_{p=0}^{+\infty} \frac{A^p(t-s)^p}{p!} .$$

Attention, cette formule ne fonctionne que si A est constant. Notons que si A est diagonalisable, i.e., il existe $P \in \mathbb{R}^{n \times n}$ telle que $A = P^{-1}DP$ avec $D \in \mathbb{R}^{n \times n}$ une matrice diagonale contenant les valeurs propres de A , alors

$$e^{A(t-s)} = P^{-1}e^{D(t-s)}P$$

donc les solutions avec $b = 0$ sont des combinaisons linéaires de $e^{\lambda_i t}$ où λ_i sont les valeurs propres de A . Ceci n'est plus vrai lorsque A n'est pas diagonalisable. Voir l'étude de stabilité d'un système linéaire (p. 25).

- Un autre cas important d'une croissance au plus affine est lorsque f est globalement bornée en x . Par exemple,

$$f(t, x) = c(t) \arctan(x) \quad \text{ou} \quad f(t, x) = \frac{c(t)}{1+x^2}$$

engendrent des problèmes de Cauchy aux solutions globales.

Exercice – Solutions globales I (•) Justifier que pour toute condition initiale,

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= \sin x_1 - \sqrt{|t|}x_2 \\ \dot{x}_2 &= \sqrt{1+x_1^2} \end{aligned}$$

admet des solutions et les solutions maximales sont définies sur \mathbb{R} . (Solution p. 35.)

Exercice – Solutions globales II (••) Soient $f : \mathbb{R} \times \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue et $V : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ définie par $V(x) = x^\top x$ telles que

$$\langle \nabla V(x), f(t, x) \rangle \leq a(t)V(x) + b(t) \quad \forall (t, x) \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$$

avec $a, b : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ continues. Montrer que quelque soit la condition initiale $(t_0, x_0) \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$, les solutions maximales de

$$\dot{x} = f(t, x)$$

sont définies sur $[t_0, +\infty[$. On pourra pour cela étudier l'évolution de $t \mapsto V(x(t))$. (Solution p. 35.)

Unicité des solutions maximales

Si des solutions maximales existent toujours, elles ne sont pas toujours uniques.

Exemple – Non-unicité des solutions Considérons le problème de Cauchy

$$\dot{x} = -\sqrt{|x|} \quad , \quad (t_0, x_0) = (0, 0) .$$

Ce système permet en particulier de modéliser l'écoulement d'un fluide dans un réservoir, selon la loi de *Torricelli* (voir exercice (p. 30)). La fonction $f : (t, x) \mapsto$

$-\sqrt{|x|}$ est continue sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}$, donc ce problème de Cauchy admet au moins une solution. Mais on montrera en exercice (p. 30) qu'il existe une infinité de solutions maximales. Plus de détails sont donnés dans le notebook Equations Différentielles I.ipynb.

Le théorème suivant, dit de *Cauchy-Lipschitz*, montre que l'unicité des solutions maximales est garantie si f est de plus continûment différentiable par rapport à la variable x . On voit que ce n'est pas le cas de $x \mapsto -\sqrt{|x|}$ en 0. Le théorème et la preuve de l'époque sont disponibles en ligne dans des notes de cours (Moigno 1844).

Théorème – Théorème de Cauchy-Lipschitz (ou de Picard-Lindelöf)

Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue et continûment différentiable par rapport à x , i.e. $(t, x) \mapsto \partial_x f(t, x)$ existe et est continue sur $J \times X$. Alors pour tout $(t_0, x_0) \in J \times X$, il existe une unique solution maximale $x : I \subset J \rightarrow \mathbb{R}^n$ au problème de Cauchy défini par f et (t_0, x_0) .

Démonstration Nous donnons ici le principe de la preuve qui peut être passée en première lecture, mais qu'il est intéressant de comprendre d'un point de vue scientifique. L'essentiel est en fait de montrer que sous l'hypothèse de régularité de f par rapport à x , il existe une unique solution locale au problème de Cauchy. De là on peut ensuite déduire qu'elle se prolonge en une unique solution maximale dans $J \times X$. La partie cruciale est donc le résultat local suivant qui constitue en fait le théorème initial de Cauchy-Lipschitz (sa généralisation aux solutions globales étant plutôt dûe à Picard et Lindelöf (p. 16)).

Théorème de Cauchy-Lipschitz local Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue et continûment différentiable par rapport à x , et $(t_0, x_0) \in J \times X$. Soient $\tau > 0$ et $r > 0$ tels que

$$\mathcal{C} := [t_0 - \tau, t_0 + \tau] \times \overline{B}(x_0, r) \subset J \times X.$$

Pour tout $\tau_m \in [0, \tau]$ tel que $\tau_m \max_{\mathcal{C}} \|f\| \leq r$, toute solution x au problème de Cauchy défini par f et (t_0, x_0) est définie de manière unique sur $[t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$.

Démonstration

La preuve consiste à voir les solutions comme des points fixes d'un certain opérateur intégral, obtenu par la représentation intégrale des solutions. Le théorème du point fixe de Banach permet ensuite de montrer l'existence et l'unicité de ce point fixe.

Tout d'abord, \mathcal{C} étant compact, par continuité de f , $\max_{\mathcal{C}} \|f\|$ existe bien. Par ailleurs, l'ensemble des fonctions continues de $[t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$ dans \mathbb{R}^n , que nous notons E , est complet³ pour la norme uniforme $\|\cdot\|_\infty$, et définissons

3. E est un sous-ensemble fermé de l'ensemble des fonctions $f : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ bornées muni de la norme uniforme car toute fonction continue sur un compact est bornée et toute limite uniforme

$$F = \{x \in E : x([t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]) \subset \overline{B}(x_0, r)\} .$$

On peut montrer que⁴ F est un sous-ensemble fermé de E . F est donc complet (toujours pour la norme uniforme $\|\cdot\|_\infty$). Pour tout $x \in F$, par définition, $(s, x(s)) \in \mathcal{C} \subset J \times X$ pour tout $s \in [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$; on peut donc définir l'opérateur $\Gamma : F \rightarrow E$ par

$$\Gamma(x)(t) = x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x(s)) ds \quad \forall t \in [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m] .$$

Or d'après la représentation intégrale des solutions (p. 7), on sait qu'une fonction $x \in F$ est solution du problème de Cauchy sur $[t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$ si et seulement si elle vérifie

$$\Gamma(x) = x$$

c'est-à-dire x est un point fixe de Γ . Par ailleurs, on peut prouver⁵ que pour tout $x \in S_f(t_0, x_0)$ définie sur $[t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$, x est dans F : c'est donc un point fixe x^* de Γ sur F . L'idée de la preuve est donc de montrer que Γ (ou une de ses itérées) est contractante pour utiliser le théorème de point fixe de Banach et en déduire l'existence et l'unicité de ce point fixe.

D'abord, pour tout $x \in F$, pour tout $t \in [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$,

$$\|\Gamma(x)(t) - x_0\| \leq \left| \int_{t_0}^t \|f(s, x(s))\| ds \right| \leq \tau_m \max_{\mathcal{C}} \|f\| \leq r$$

de sorte que $\Gamma(x) \in F$, i.e. $\Gamma : F \rightarrow F$. Ensuite, pour tout $(x_a, x_b) \in F \times F$, pour tout $t \in [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$,

$$\|\Gamma(x_a)(t) - \Gamma(x_b)(t)\| \leq \left| \int_{t_0}^t \|f(s, x_a(s)) - f(s, x_b(s))\| ds \right| .$$

de fonctions continues est continue. Or l'ensemble des fonctions $f : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ bornées est complet pour la norme uniforme. En effet, soit (f_p) une suite de Cauchy. Alors par définition de la norme uniforme, pour tout $t \in I$, la suite $(f_p(t))$ est de Cauchy dans \mathbb{R}^n qui est complet donc converge. Notons $f_\infty(t)$ sa limite. On montre alors aisément que f_∞ est bornée sur I en la comparant à un f_n fixé et en passant à la limite dans la propriété des suites de Cauchy pour un ε fixé.

4. Pour toute suite (x_n) d'éléments de F convergeant vers x^* , pour tout $t \in [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$,

$$\|x_n(t) - x^*(t)\| \leq \|x_n - x^*\|_\infty \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 0$$

donc la suite $(x_n(t))$ d'éléments du fermé $\overline{B}(x_0, r)$ converge dans \mathbb{R}^n vers $x^*(t)$ qui est donc dans $\overline{B}(x_0, r)$. Ceci implique $x^* \in F$.

5. Il suffit de montrer que $x([t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]) \subset \overline{B}(x_0, r)$. Supposons le contraire et sans perdre en généralité supposons que $S := \{t \in [t_0, t_0 + \tau_m] : \|x(t) - x_0\| > r\}$ est non vide. Soit $t^* = \inf S$. Nécessairement $t_0 < t^* < t_0 + \tau_m$. Donc par la représentation intégrale (p. 7),

$$\|x(t^*) - x_0\| \leq (t^* - t_0) \max_{s \in [t_0, t^*]} \|f(s, x(s))\| < \tau_m \max_{\mathcal{C}} \|f\| < r .$$

Par continuité de x , $\|x(t) - x_0\| \leq r$ pour un temps après t^* , ce qui contredit sa définition.

Soit $k = \max_{\mathcal{C}} \|\partial_x f\|$ (bien défini car \mathcal{C} est compact et $\partial_x f$ est continue par hypothèse). Alors l'application du théorème des accroissements finis nous donne

$$\|\Gamma(x_a)(t) - \Gamma(x_b)(t)\| \leq \left| \int_{t_0}^t k \|x_a(s) - x_b(s)\| ds \right| \leq |t - t_0| k \|x_a - x_b\|_{\infty}$$

et donc $\|\Gamma(x_a) - \Gamma(x_b)\|_{\infty} \leq \tau_m k \|x_a - x_b\|_{\infty}$. A ce stade, sauf si $\tau_m k < 1$, Γ n'est pas contractante. Cependant, on peut montrer par récurrence que pour tout $p \in \mathbb{N}$, et pour tout $t \in [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$,

$$\|\Gamma^p(x_a)(t) - \Gamma^p(x_b)(t)\|_{\infty} \leq \frac{(|t - t_0|k)^p}{p!} \|x_a - x_b\|_{\infty}$$

en notant $\Gamma^p = \underbrace{\Gamma \circ \Gamma \circ \dots \circ \Gamma}_{p \text{ fois}}$. Donc pour tout $p \in \mathbb{N}$, $\|\Gamma^p(x_a) - \Gamma^p(x_b)\|_{\infty} \leq \frac{(\tau_m k)^p}{p!} \|x_a - x_b\|_{\infty}$. Il existe donc p suffisamment grand tel que Γ^p est contractante. D'après le théorème de point fixe de Banach, Γ admet un unique point fixe x^* dans F . ■

Remarque – Relâchement à f localement Lipschitzienne

La première preuve d'existence et unicité locale de solutions sous l'hypothèse que f est continûment différentiable par rapport à x est due à Augustin Louis Cauchy (1820) et repose sur l'utilisation du théorème d'accroissements finis⁶. Mais on remarque dans notre preuve qu'il suffirait qu'il existe $k > 0$ tel que

$$\|f(t, x_a) - f(t, x_b)\| \leq k \|x_a - x_b\|$$

$$\forall t \in [t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m], \forall (x_a, x_b) \in \overline{B}(x_0, r) \times \overline{B}(x_0, r),$$

c'est-à-dire que la fonction f soit *lipschitzienne* par rapport à x au voisinage de (t_0, x_0) . Cette propriété fut introduite par le mathématicien allemand Rudolf Lipschitz quelques années plus tard (1868) pour prouver le même résultat de façon indépendante : d'où le nom de *théorème de Cauchy-Lipschitz*. Notons que cette dernière hypothèse est plus faible que celle de Cauchy car elle impose seulement que $x \mapsto f(t, x)$ soit lipschitzienne au voisinage de (t_0, x_0) , au lieu de différentiable. Par exemple, $x \mapsto |x|$ est lipschitzienne (mais pas différentiable) et $\dot{x} = |x|$ admet donc une unique solution maximale quelque soit la condition initiale.

Remarque – Approximations successives

Mise à part quelques formes particulières de f , il est très rare de savoir résoudre explicitement une équation différentielle. Cependant, la preuve (dans sa forme moderne donnée plus haut) caractérise la solution comme le point

6. En l'absence d'outils d'analyse fonctionnelle à cette époque, la preuve de Cauchy consistait plutôt à discrétiser en temps l'intégrale de plus en plus finement et montrer la convergence vers une solution.

fixe de l'opérateur Γ . Or, on sait par la preuve du théorème du point fixe de Banach que ce point fixe est la limite uniforme de la suite des itérées de Γ . En pratique, on peut donc s'approcher arbitrairement proche de la solution sur l'intervalle $[t_0 - \tau_m, t_0 + \tau_m]$ (au sens de la norme uniforme), en calculant la suite $x_{p+1} = \Gamma(x_p)$ définie par

$$x_{p+1}(t) = x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x_p(s)) ds,$$

en notant ici de manière abusive x_0 la fonction constante égale à x_0 . Cette méthode de recherche de point fixe porte le nom d'*approximations successives* et est introduite pour la première fois par le mathématicien français Emile Picard à la fin du XIXème siècle grâce aux progrès de l'analyse fonctionnelle. C'est finalement le mathématicien finlandais Ernst Lindelöf qui donne à la preuve sa forme moderne en utilisant en 1894 la théorie des espaces de Banach. Pour les anglophones, ce théorème s'appelle d'ailleurs le *théorème de Picard-Lindelöf*.

Exemple – Unicité des solutions maximales

- Une équation différentielle *linéaire*, c'est-à-dire pour laquelle il existe $A : I \rightarrow \mathbb{R}^{n \times n}$ et $b : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ continues telles que

$$f(t, x) = A(t)x + b(t),$$

admet une unique solution maximale quelque-soit sa condition initiale $(t_0, x_0) \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$, car $\partial_x f(t, x) = A(t)$ est continue.

- Les équations décrivant l'évolution de la tension dans un circuit RLC ou la cinétique chimique données au début de ce cours admettent une unique solution maximale au voisinage de toute condition initiale (t_0, x_0) . C'est aussi le cas des équations de la mécanique Newtonnienne ou Lagrangienne si les forces/couples $F_k(t, q, \dot{q})$ sont continûment différentiable par rapport à la position et la vitesse (q, \dot{q}) .

Exercice – Unicité de la solution maximale (•) Justifier que pour toute condition initiale,

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= \sin x_1 - \sqrt{|t|} x_2 \\ \dot{x}_2 &= \sqrt{1 + x_1^2} \end{aligned}$$

admet une unique solution maximale définie sur \mathbb{R} . (Solution p. 36.)

Régularité et stabilité des solutions

Depuis l'apparition de la mécanique Newtonnienne au XVIIème siècle, l'étude des équations différentielles a toujours été motivée par l'espoir de compréhension et de prédiction du comportement futur ou passé de systèmes physiques. En particulier, une question ayant taraudé et divisé les scientifiques au cours des

siècles est celle de la stabilité du système à trois corps (Terre-Lune-Soleil), ou plus généralement du système solaire. Enchanté devant les avancées de la mécanique céleste, Pierre-Simon Laplace écrit en 1814 :

Nous devons donc envisager l'état présent de l'univers comme l'effet de son état antérieur, et comme la cause de celui qui va suivre. Une intelligence qui pour un instant donné connaîtrait toutes les forces dont la nature est animée et la situation respective des êtres qui la composent, si d'ailleurs elle était assez vaste pour soumettre ses données à l'analyse, embrasserait dans la même formule les mouvements des plus grands corps de l'univers et ceux du plus léger atome : rien ne serait incertain pour elle, et l'avenir comme le passé serait présent à ses yeux.

Cette conviction *déterministe*, c'est-à-dire que les phénomènes physiques passés ou futurs sont entièrement déterminés par leur condition initiale, fut confirmée par le théorème de Cauchy-Lipschitz quelques années plus tard. Ce dernier suggère en effet que l'on peut prévoir l'évolution des systèmes physiques par la seule connaissance de leur condition initiale et de leur modèle physique.

Cependant, à la fin du XIX^{ème} siècle, on se rend vite compte que la réalité est en fait toute autre :

- d'une part, la condition initiale et le modèle ne sont jamais parfaitement connus : quelle est alors la qualité de notre prédiction ?
- d'autre part, ne pouvant généralement pas calculer explicitement la solution, comment anticiper son comportement sur des temps longs, voire son comportement asymptotique ?

Sensibilité aux conditions initiales et erreurs de modèle

La première question fut soulevée par Henri Poincaré à la fin du XIX^{ème} siècle alors qu'il s'attelle à la question de la stabilité du système solaire.

Le théorème suivant nous montre que pour un horizon de temps fini donné, on peut obtenir une solution arbitrairement précise si le système est initialisé suffisamment précisément et si les perturbations (ou erreurs de modèle) sont suffisamment faibles. En d'autres termes, la solution est *continue* par rapport aux perturbations en temps fini. Ceci est crucial en physique puisque l'on ne peut jamais modéliser tous les phénomènes parfaitement.

Théorème – Régularité en temps fini

Soient J ouvert de \mathbb{R} , X ouvert de \mathbb{R}^n , $f : J \times X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue et continûment différentiable par rapport à x , $(t_0, x_0) \in J \times X$, et $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ l'unique solution maximale au problème de Cauchy défini par f et (t_0, x_0) . Pour tout t, \bar{t} tel que $t_0 \in [t, \bar{t}] \subset I$, il existe $\delta_m > 0$ et $\lambda \in \mathbb{R}$ tels que pour tout $\delta \in \mathbb{R}^n$ vérifiant

$|\delta| \leq \delta_m$, l'unique solution maximale x_δ au problème de Cauchy défini par f et $(t_0, x_0 + \delta)$ est définie au moins sur $[\underline{t}, \bar{t}]$ et vérifie

$$|x(t) - x_\delta(t)| \leq e^{\lambda|t-t_0|} |\delta| \quad \forall t \in [\underline{t}, \bar{t}] .$$

La présence du facteur exponentiel n'est pas cruciale ici, et servira dans la suite. Ce qui est important, c'est que plus l'erreur de condition initiale δ est faible, plus l'erreur sur la trajectoire à horizon de temps fini \bar{t} est faible. On dit alors que la solution du problème de Cauchy est continue par rapport à la condition initiale à horizon de temps fini. Attention, l'hypothèse "continûment différentiable par rapport à x " est importante encore ici, comme illustré dans l'exercice *Ecoulement dans un réservoir* (p. 30), mais seulement pour garantir l'unicité des solutions. Elle peut être relâchée à " f localement lipschitzienne par rapport à x " comme dans le cas du Théorème de Cauchy-Lipschitz.

Démonstration Prouvé dans l'exercice *Autour du Lemme de Grönwall* (p. 31). ■

Exemple – Continuité des solutions par rapport aux perturbations

- Si $\lambda < 0$, l'erreur commise sur la condition initiale disparaît au cours du temps dans les solutions : on dit qu'elles "oublient" leur condition initiales et que le système est *contractant*.
- On peut aussi déduire de ce résultat la continuité des solutions par rapport à des paramètres p intervenant dans la fonction f . En effet, il suffit de considérer le système étendu

$$\begin{aligned} \dot{y} &= f(t, y, p) \\ \dot{p} &= 0 \end{aligned}$$

pour lequel l'incertitude de paramètre se ramène à une incertitude de condition initiale.

- Considérons un système linéaire à paramètre et/ou condition initiale incertains

$$\dot{x} = (a + \delta_a)x \quad , \quad x_0 = c + \delta_c$$

Pour $\delta_a = 0 = \delta_c$, la solution est $x(t) = ce^{at}$, et sinon

$$x_\delta(t) = (c + \delta_c)e^{(a+\delta_a)t} .$$

On a donc pour tout t ,

$$\|x(t) - x_\delta(t)\| = \|c - (c + \delta_c)e^{\delta_a t}\| e^{at} \leq (|\delta_c|e^{\delta_a t} + |1 - e^{\delta_a t}||c|) e^{at}$$

et pour tout $\bar{t} > 0$ et $|\delta_a| \leq \frac{1}{\bar{t}}$

$$\sup_{t \in [0, \bar{t}]} \|x(t) - x_\delta(t)\| \leq (|\delta_c|e^{\delta_a \bar{t}} + |\delta_a||c|\bar{t}) e^{a\bar{t}}$$

qui peut être rendu aussi faible que voulu si δ_a et δ_c sont suffisamment petits. On voit bien ici que cette différence est bornée en temps fini, mais pas forcément asymptotiquement en particulier si $a > 0$.

- L’outil Fibre⁷ permet d’observer en dimension 3 cette continuité des solutions par rapport aux conditions initiales, en affichant les trajectoires pour un ensemble de conditions initiales dont la taille est contrôlée à la souris: à “Integration Time” fixé, plus on réduit la *boîte* de condition initiales, plus les solutions se rapprochent les unes des autres. Par contre, lorsque l’on augmente le “Integration Time” les solutions s’écartent.

Remarque – Chaos déterministe et horizon de Lyapunov

Même si la continuité des solutions par rapport aux paramètres/conditions initiales donne à espérer de pouvoir simuler et prédire l’évolution de systèmes physiques, elle est malheureusement parfois insuffisante. Henri Poincaré écrit :

Si nous connaissions exactement les lois de la nature et la situation de l’univers à l’instant initial, nous pourrions prédire exactement la situation de ce même univers à un instant ultérieur. Mais, lors même que les lois naturelles n’auraient plus de secret pour nous, nous ne pourrions connaître la situation qu’approximativement. Si cela nous permet de prévoir la situation ultérieure avec la même approximation, c’est tout ce qu’il nous faut, nous disons que le phénomène a été prévu, qu’il est régi par des lois ; mais il n’en est pas toujours ainsi, il peut arriver que de petites différences dans les conditions initiales engendrent de très grandes dans les phénomènes finaux ; une petite erreur sur les premières produirait une erreur énorme sur les derniers. La prédiction devient impossible.

En effet, le précédent théorème nous prouve seulement que des perturbations suffisamment petites donnent des solutions arbitrairement proches en temps fini. Mais, en pratique, il est rarement possible de choisir l’amplitude des perturbations (erreurs de capteurs, erreurs numériques etc.) et il se pourrait que l’ordre de grandeur des perturbations produisant des erreurs *acceptables* sur les solutions ne soit pas réalisable. Plus précisément, le théorème suggère qu’à perturbation $|\delta|$ donnée, l’écart entre les solutions pourrait croître exponentiellement vite. C’est le cas bien sûr des systèmes qui divergent exponentiellement (tels que $\dot{x} = x$), mais aussi de certains systèmes à trajectoires bornées, pour lesquels il existe $\bar{t} > 0$ tel que

$$\frac{|x(t) - x_\delta(t)|}{|\delta|} \approx e^{\lambda t} \quad \forall 0 \leq t \leq \bar{t} .$$

Dans ce cas, $\frac{1}{\lambda}$ représente l’ordre de grandeur du temps maximal jusqu’auquel l’erreur sur les solutions reste du même ordre de grandeur que l’erreur initiale : on parle d’*horizon de Lyapunov*. Toute prédiction au delà de cet horizon est illusoire et le système est alors dit *chaotique*.

7. <https://portsmouth.github.io/fibre/>

Il est important d’insister sur le caractère *déterministe* de ce chaos : chaque cause entraîne un effet bien déterminé mais deux causes “très proches” peuvent avoir des effets très différents.

Exemple – Systèmes chaotiques

- Henri Poincaré met en évidence le premier un comportement chaotique des solutions du problème à 3 corps. Ses livres sont disponibles en ligne (Poincaré 1892).
- En 1963, Edward Lorenz met en évidence pour la première fois le comportement possiblement chaotique de la météorologie à travers un modèle simplifié à trois dimensions de convection donné par

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= \sigma(x_2 - x_1) \\ \dot{x}_2 &= \rho x_1 - x_2 - x_1 x_3 \\ \dot{x}_3 &= x_1 x_2 - \beta x_3\end{aligned}$$

où σ , ρ et β sont des paramètres strictement positifs. Pour $\sigma = 10$, $\beta = 8/3$ et $\rho = 28$, ce système présente un attracteur en forme de papillon, où les trajectoires passent de manière *chaotique* d’une aile à l’autre, comme représenté sur la figure (p. 22) ci-dessous. La croissance exponentielle de l’erreur se visualise en simulation : voir pour cela le notebook Equations Différentielles.ipynb.

- En 1989, l’astronome français Jacques Laskar met en évidence numériquement le caractère chaotique des orbites des planètes de notre système solaire, en particulier celle de Mercure, dont les variations d’excentricité pourraient entraîner des collisions ou éjections de planètes dans certains scénarios long-termes. Ces travaux sont confirmés en 1992 par Gerald Jay Sussman et Jack Wisdom, qui démontrent que le système solaire est chaotique avec un horizon de Lyapunov de l’ordre de 4 million d’années (Sussman and Wisdom 1992).
- Plus généralement, les systèmes chaotiques apparaissent dans des domaines très divers, comprenant l’économie, l’électricité, la mécanique, la médecine. Parfois, le comportement chaotique apparaît seulement lorsque le système est soumis à certaines excitations, par exemple une excitation sinusoïdale du pendule ou de l’oscillateur de Van der Pol (Holmes and Rand 1978).

Propriétés asymptotiques

Dans la section précédente nous avons répondu à la première question qui était la sensibilité des solutions aux erreurs de condition initiale et de modèle. Mais cette étude était en temps fini et nous nous intéressons maintenant à la seconde question qui est le comportement asymptotique des solutions. L’étude théorique asymptotique des solutions prend ses origines dans la thèse de Lyapunov (Lyapunov 1892). Le but est de rechercher des critères sur la fonction f qui nous permettent de prédire ce comportement : est-ce que les solutions divergent ? est-ce qu’elles tendent vers un point en particulier ? vers un cycle limite ?

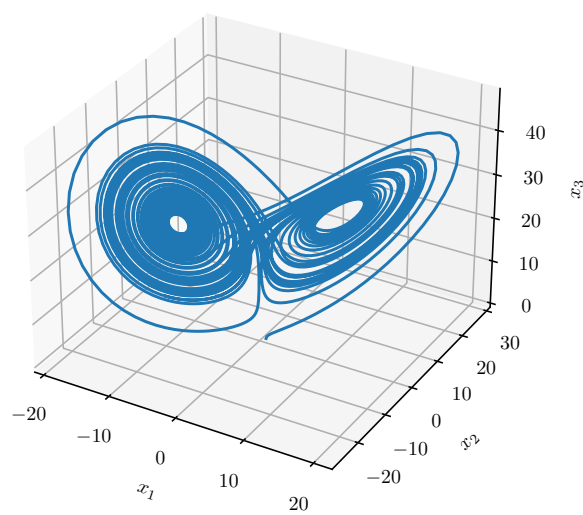


FIGURE 3 – Trajectoire de l'oscillateur de Lorenz

Dans la suite, pour simplifier, nous étudions les équations différentielles dites *autonomes*, c'est-à-dire dont la fonction f est indépendante du temps. On se donne donc une fonction continue $f : X \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$, et on prend par défaut $t_0 = 0$.

Définition – Point d'équilibre

On appelle *point d'équilibre* pour f (ou pour le système $\dot{x} = f(x)$) un point $a \in X$ tel que

$$f(a) = 0 .$$

En d'autres termes, la fonction constante égale à a est alors solution de $\dot{x} = f(x)$.

Exemple – Pendule L'évolution d'un pendule de longueur ℓ et de masse m dans le champ de l'apesanteur g peut être décrit par une dynamique du type

$$\ddot{\theta} = -\frac{\rho}{m}\dot{\theta} - \frac{g}{\ell}\sin\theta$$

avec $\rho \geq 0$ un coefficient de frottement. En prenant $x = (\theta, \dot{\theta})$, on obtient le système

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= x_2 \\ \dot{x}_2 &= -\frac{\rho}{m}x_2 - \frac{g}{\ell}\sin x_1 \end{aligned}$$

Ce système a pour points d'équilibre $(k\pi, 0)$, $k \in \mathbb{Z}$, qui correspondent soit à la position *basse* du pendule $\theta = 0$ ou la position *haute* $\theta = \pi$, toutes deux à vitesse nulle $\dot{\theta} = 0$. Si le pendule est initialisé exactement à sa position haute ou basse à vitesse nulle alors il y reste indéfiniment.

Définition – Attractivité

Un point d'équilibre a est dit *localement attractif* si toutes les solutions maximales initialisées suffisamment proche de a sont globales et convergent vers a , c'est-à-dire s'il existe $\eta > 0$ tel que pour tout x_0 vérifiant $|x_0 - a| \leq \eta$, toute solution maximale $x \in S_f(x_0)$ est définie sur $\mathbb{R}_{\geq 0}$ et vérifie

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} x(t) = a .$$

De plus, a est dit *globalement attractif* si toutes les solutions maximales sont globales et convergent vers a .

Cette notion intuitive ne dit rien sur le comportement des solutions pendant le transitoire, c'est-à-dire avant de converger vers a . Des solutions initialisées proche de a pourraient s'en éloigner arbitrairement loin avant de converger, ou mettre un temps arbitrairement long pour revenir dans un voisinage de a . Pour garantir une certaine uniformité et robustesse de cette attractivité par rapport à la condition initiale, on a recours à une notion plus forte qui est la *stabilité asymptotique*.

Définition – Stabilité, stabilité asymptotique

Un point d'équilibre a est dit:

- *stable* si les solutions restent arbitrairement proche de a quand elles sont initialisées suffisamment proche de a , c'est-à-dire pour tout $\varepsilon > 0$, il existe $\eta > 0$ tel que pour tout x_0 vérifiant $|x_0 - a| \leq \eta$, toute solution maximale $x \in S_f(x_0)$ est définie sur $\mathbb{R}_{\geq 0}$ et vérifie

$$|x(t) - a| \leq \varepsilon \quad \forall t \in \mathbb{R}_{\geq 0} .$$

- *instable* s'il n'est pas stable.
- *localement (resp. globalement) asymptotiquement stable* s'il est à la fois stable en plus d'être localement (resp. globalement) attractif.

Exemple – Stabilité du pendule

- Lorsqu'un pendule amorti est initialisé arbitrairement proche de sa position haute ou dans sa position haute mais à vitesse arbitrairement faible, il se met à osciller en passant par sa position basse : l'équilibre haut est donc instable, puisqu'on ne peut pas garder les trajectoires dans son voisinage. Par contre, lorsqu'il est initialisé proche de sa position basse, il oscille de façon amortie en tendant vers l'équilibre bas, qui est donc localement asymptotiquement stable. Voir le portrait de phase du pendule amorti (p. 8).
- Dans le cas d'un pendule non amorti par contre, c'est-à-dire avec $\rho = 0$, le pendule oscille indéfiniment à énergie constante : la position basse est alors toujours stable mais plus attractive, et donc plus asymptotiquement stable. Voir le portrait de phase du pendule non amorti (p. 8).

Remarque – Robustesse vis-à-vis des perturbations (pour la culture)

L'avantage de la propriété de *stabilité asymptotique* par rapport à la simple *attractivité* est qu'elle apporte de la robustesse par rapport aux perturbations. En effet, lorsque qu'un point d'équilibre est asymptotiquement stable, on peut montrer qu'en présence d'une perturbation de la dynamique, les solutions restent asymptotiquement arbitrairement proche de ce point d'équilibre si la perturbation est suffisamment petite. Il y a donc une sorte de continuité des solutions par rapport aux perturbations en temps infini (contrairement au résultat général de continuité par rapport aux conditions initiales qui n'est qu'en temps fini). Cette propriété n'est pas garantie lorsque le point d'équilibre n'est qu'attractif et c'est la raison pour laquelle en pratique, on essaye toujours d'assurer la stabilité asymptotique d'un système : on sait alors que même en présence de perturbations (inévitables en physique), le comportement du système sera proche du comportement voulu.

Théorème – Stabilité asymptotique d'un système linéaire stationnaire

Soit $A \in \mathbb{R}^{n \times n}$. Le point d'équilibre 0 est globalement asymptotiquement stable pour le système

$$\dot{x} = Ax$$

si et seulement si les valeurs propres de A sont toutes à partie réelle strictement négative. On dit alors que la matrice est de *Hurwitz*, du nom du mathématicien allemand Adolf Hurwitz.

Démonstration La notion de *globalement asymptotiquement stable* contient deux propriétés : la stabilité et l'attractivité globale. On montrera en exercice (p. 34) que pour un système linéaire, elles sont équivalentes à l'attractivité (locale), c'est-à-dire que la stabilité et la globalité viennent gratuitement. C'est une propriété propre aux systèmes linéaires. Il suffit donc de trouver un critère caractérisant l'attractivité de 0. On a vu que les solutions s'écrivent

$$x(t) = e^{At}x_0.$$

Si A est diagonale, on a $x_i(t) = e^{\lambda_i t}x_{0,i}$, où λ_i sont les valeurs propres de A et l'on voit bien que la convergence des solutions vers 0 est équivalente à avoir $\lambda_i < 0$. Maintenant, si A est diagonalisable, i.e., il existe $P \in \mathbb{R}^{n \times n}$ inversible telle que $P^{-1}AP$ est diagonale, on a $P^{-1}x(t)P = e^{P^{-1}APt}P^{-1}x_0P$, et reproduisant le même argument, $P^{-1}xP$ (et donc x) converge vers 0 si et seulement si les entrées diagonales de $P^{-1}AP$, qui sont les valeurs propres de A , sont à partie réelle strictement négative. Ceci dit, toute matrice A n'est pas diagonalisable. Par contre, il existe toujours $P \in \mathbb{R}^{n \times n}$ inversible telle que

$$P^{-1}AP = D + N$$

où D est diagonale contenant les valeurs propres de A , N est nilpotente, c'est-à-dire qu'il existe $k \in \mathbb{N}$ tel que $N^k = 0$, et D et N commutent. C'est la forme dite *de Jordan*. Il s'ensuit que

$$P^{-1}e^{At}P = e^{P^{-1}APt} = e^{Dt}e^{Nt} = e^{Dt} \sum_{i=0}^k \frac{1}{i!} N^i t^i$$

converge vers zéro si et seulement si, encore, les valeurs propres de A sont à partie réelle négative. ■

Attention ce critère n'est valable que pour A constant. Le fait que $A(t)$ soit de Hurwitz pour tout t n'implique pas que les solutions du système

$$\dot{x} = A(t)x$$

tendent vers 0 ou même restent bornées. Par exemple, la matrice

$$A(t) = \begin{pmatrix} -1 + 1.5 \cos^2 t & 1 - 1.5 \sin t \cos t \\ -1 - 1.5 \sin t \cos t & -1 + \sin^2 t \end{pmatrix}$$

a des valeurs propres constantes égales à $-0.25 \pm 0.25\sqrt{7}j$. Pourtant, $\dot{x} = A(t)x$ admet des solutions non bornées pour $x(0)$ arbitrairement proche de 0.

Remarque – Critère de stabilité linéaire (pour la culture)

Notons aussi qu'il existe un critère de *stabilité* pour les systèmes linéaires autonomes (plus faible que stabilité asymptotique) : A est stable si et seulement si toutes ses valeurs propres sont à partie réelle négative ou nulle, et toute valeur propre à partie réelle nulle a ses multiplicités algébriques et géométriques égales. C'est-à-dire que la dimension du sous-espace propre associé est égale à sa multiplicité dans le polynôme caractéristique.

Exercice – Critère de stabilité asymptotique d'un système linéaire plan (•) Montrer que $A \in \mathbb{R}^{2 \times 2}$ est de Hurwitz si et seulement si $\text{tr} A < 0$ et $\det A > 0$. Attention, ce critère ne marche qu'en dimension 2 ! (Solution p. 36.)

Exercice – Oscillateurs couplés I (•) Considérons deux masses m_1, m_2 évoluant sur un support horizontal, accrochées entre elles et chacune à un mur via des ressorts de raideur k_1, k_2, k_{12} . L'évolution de leur position par rapport à leur position d'équilibre respective est décrite par

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{y}_1 &= -\lambda_1 \dot{y}_1 - k_1 y_1 + k_{12}(y_2 - y_1) \\ m_2 \ddot{y}_2 &= -\lambda_2 \dot{y}_2 - k_2 y_2 - k_{12}(y_2 - y_1) \end{aligned}$$

où λ_1, λ_2 sont des coefficients de frottement positifs ou nuls. Réduire l'équation différentielle à l'ordre 1, la résoudre et déterminer les points d'équilibre. En supposant $m_1 = m_2, \lambda_1 = \lambda_2, k_1 = k_2 = k_{12}$, étudier leur stabilité pour $\lambda > 0$ et $\lambda = 0$. On pourra considérer les nouvelles variables $y_1 + y_2$ et $y_1 - y_2$. (Solution p. 36.)

Théorème – Lien entre stabilité et stabilité du linéarisé tangent

Soit le système défini par $\dot{x} = f(x)$ avec $f : X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continûment différentiable et $a \in X$ un point d'équilibre.

Si les valeurs propres de la matrice jacobienne $J_f(a)$ sont toutes à partie réelle strictement négative (Hurwitz) alors a est localement asymptotiquement stable.

Si $J_f(a)$ a au moins une valeur propre à partie réelle strictement positive, alors a est instable.

Démonstration Voir l'annexe *Stabilité locale et linéarisé tangent* (p. 54). ■

Notons cependant que rien ne peut être conclu quant à la stabilité (ou stabilité asymptotique) de a si les parties réelles de $J_f(a)$ sont négatives ou nulles : on peut avoir asymptotiquement stable, seulement stable ou instable. Par exemple, 0 est globalement asymptotiquement stable pour

$$\dot{x} = -x^3$$

dont le linéarisé est nul en zéro, alors que $(0, 0)$ est instable pour

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_2 \\ \dot{x}_2 &= 0\end{aligned}$$

qui admet deux valeurs propres nulles.

Exemple – Retour au pendule Reprenons l'exemple du pendule amorti (p. 23). On a

$$J_f(0, 0) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\frac{g}{\ell} & -\frac{\rho}{m} \end{pmatrix}, \quad J_f(\pi, 0) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \frac{g}{\ell} & -\frac{\rho}{m} \end{pmatrix}$$

Dans le premier cas, $\text{tr}(J_f(0, 0)) < 0$ et $\det(J_f(0, 0)) > 0$. Comme prouvé en exercice (p. 36), ceci implique en dimension 2 que $J_f(0, 0)$ est de Hurwitz. Donc la position basse $(0, 0)$ est bien un équilibre asymptotiquement stable. Dans le deuxième cas par contre, le produit des valeurs propres $\lambda_1 \lambda_2 = \det(J_f(0, 0)) < 0$. Elles ne peuvent donc pas être complexes conjuguées et sont nécessairement réelles de signes opposés. Il s'ensuit que l'une est strictement positive et la position haute $(\pi, 0)$ est donc bien instable.

Notons que si $\rho = 0$, c'est-à-dire que le pendule n'est pas amorti, les valeurs propres $J_f(0, 0)$ sont imaginaires pures, et l'on ne peut donc rien conclure quant à la stabilité des points d'équilibre. Une étude plus approfondie est nécessaire.

Stabilité asymptotique I (•) Montrer que le point d'équilibre $(0, 0)$ est localement asymptotiquement stable pour le système

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_2(1 - x_2^2) \\ \dot{x}_2 &= -(x_1 + x_2)(1 - x_1^2)\end{aligned}$$

L'est-il globalement ? (Solution p. 38.)

Lorsque le linéarisé ne permet pas de conclure sur la stabilité asymptotique locale, ou que l'on veut un résultat global, on a recours à la caractérisation non linéaire suivante.

Théorème – Caractérisation par Lyapunov

Soit $f : X \rightarrow \mathbb{R}^n$ continue, a un point d'équilibre de f dans X , et W un voisinage de a dans X . Soit $V : W \rightarrow \mathbb{R}_{\geq 0}$ continûment différentiable telle que

$$V(x) > 0 \quad \forall x \in W \setminus \{a\} \quad , \quad V(a) = 0 .$$

- Si $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle \leq 0$ pour tout $x \in W$ alors a est stable.
- Si $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle < 0$ pour tout $x \in W \setminus \{a\}$ alors a est localement asymptotiquement stable.
- Si $\lim_{\|x\| \rightarrow +\infty} V(x) = +\infty$, $W = \mathbb{R}^n$, et $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle < 0$ pour tout $x \neq a$ alors a est globalement asymptotiquement stable.

V est alors appelée *fonction de Lyapunov*. En fait,

$$\langle \nabla V(x(t)), f(x(t)) \rangle = \langle \nabla V(x(t)), \dot{x}(t) \rangle = \frac{d}{dt} V(x(t))$$

le long d'une trajectoire $t \mapsto x(t)$ de l'équation différentielle $\dot{x} = f(x)$. V représente donc une grandeur positive qui décroît ou est conservée le long des trajectoires. Pour des systèmes physiques, elle est souvent reliée à l'énergie.

Le fait que $\lim_{\|x\| \rightarrow +\infty} V(x) = +\infty$ sert à montrer que toutes les trajectoires sont bornées et donc définies pour tout t . Sans cette hypothèse, et même si V décroît strictement le long de toutes les trajectoires, on pourrait avoir des trajectoires qui explosent en temps fini.

Démonstration Supposons d'abord que $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle \leq 0$ pour tout $x \in W$. On a donc pour toute solution $t \mapsto x(t)$ initialisée dans W , $V(x(t)) \leq V(x(0))$ tant que $x(t) \in W$. Prenons $\varepsilon > 0$ suffisamment petit tel que $\overline{B}(a, 2\varepsilon) \subset W$. On veut montrer qu'il existe η tel que toute trajectoire initialisée dans $B(a, \eta)$ reste dans $B(a, \varepsilon) \subset W$. Tout d'abord, il existe $\varepsilon_V > 0$ tel que

$$\forall x \in \overline{B}(a, 2\varepsilon) : V(x) \leq \varepsilon_V \implies x \in B(a, \varepsilon) .$$

En effet, sinon, il existerait une suite $(x_k)_{k \in \mathbb{N}}$ d'éléments de $\overline{B}(a, 2\varepsilon)$ telle que pour tout $k > 0$, $V(x_k) \leq \frac{1}{k}$ et $\|x_k - a\| \geq \varepsilon$. L'ensemble $\overline{B}(a, 2\varepsilon)$ étant compact, on peut en extraire une sous-suite convergeant vers x^* qui vérifie nécessairement $V(x^*) = 0$ par continuité de V et $\|x^* - a\| \geq \varepsilon$, i.e. $x^* \neq a$. Ceci est impossible par hypothèse. On a donc l'existence de ε_V . Maintenant, par continuité de V en a et puisque $V(a) = 0$, il existe aussi $\eta > 0$ tel que

$$x \in B(a, \eta) \implies V(x) \leq \varepsilon_V .$$

Alors si $x(0) \in B(a, \eta)$, $V(x(t)) \leq V(x(0)) \leq \varepsilon_V$ donc $x(t) \in B(a, \varepsilon) \subset W$ pour tout t tant qu'elle est définie. Par le théorème du domaine maximal d'existence (p. 10), x est définie sur $\mathbb{R}_{\geq 0}$. Ceci prouve la stabilité de a .

Supposons maintenant $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle < 0$ pour tout $x \in W \setminus \{a\}$. Alors par le point précédent a est stable. Il suffit de montrer l'attractivité locale. Par stabilité, si $x(0) \in B(a, \eta)$, $x(t) \in B(a, \varepsilon) \subset W$ pour tout t et $t \rightarrow V(x(t))$ est donc strictement décroissante. Comme elle est aussi bornée inférieurement par 0, elle converge vers $\ell \geq 0$. Supposons $\ell > 0$. Alors, par continuité de V , il existe $0 < \nu < \varepsilon$ et $\bar{t} > 0$ tel que pour tout $t \geq \bar{t}$, $\|x(t) - a\| \geq \nu$. Soit

$$\gamma = \max_{\nu \leq \|x-a\| \leq \varepsilon} \langle \nabla V(x), f(x) \rangle$$

qui existe par continuité de ∇V et f sur un compact. Puisque $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle < 0$ sur $W \setminus \{a\}$, $\gamma < 0$. Alors, pour tout $t \geq \bar{t}$,

$$V(x(t)) = V(x(\bar{t})) + \int_{\bar{t}}^t \langle \nabla V(x(s)), f(x(s)) \rangle ds \leq V(x(\bar{t})) + \gamma(t - \bar{t}) .$$

Mais comme $\gamma < 0$ cette quantité devient strictement négative au bout d'un certain temps, ce qui est impossible. Donc $\lim_{t \rightarrow +\infty} V(x(t)) = 0$. Finalement, reproduisant le même raisonnement que pour l'existence de ε_V , on peut garantir que $\|x - a\|$ est arbitrairement petit en prenant $V(x)$ suffisamment petit. Donc on en déduit que $\lim_{t \rightarrow +\infty} \|x(t) - a\| = 0$.

Supposons enfin que $\lim_{\|x\| \rightarrow +\infty} V(x) = +\infty$ et $W = \mathbb{R}^n$. Alors $V(x(t)) < V(x(0))$ pour tout $t \in I$ donc $x(t) \in V^{-1}([0, V(x(0))])$ pour tout t . Le fait que $\lim_{\|x\| \rightarrow +\infty} V(x) = +\infty$ est équivalent au fait que l'image réciproque de toute compact est compact (on dit que V est propre). Donc $V^{-1}([0, V(x(0))])$ est compact et par le théorème du domaine maximal d'existence nécessairement (p. 10) $x(t)$ est défini pour tout $t \geq 0$, et reste dans ce compact. Alors on peut reproduire le même raisonnement que plus haut et obtenir la convergence de x vers a . ■

Exemple – Pendule par Lyapunov Reprenons le pendule (p. 23) mais cette fois-ci, non amorti, c'est-à-dire avec $\rho = 0$. Nous n'avons pas pu prouver la stabilité du point d'équilibre $(0, 0)$ par l'étude de la matrice Jacobienne car ses valeurs propres sont imaginaires pures. Essayons par analyse de Lyapunov. Inspirés par la physique, considérons $V :]-\pi, \pi[\times \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}_{\geq 0}$ définie par

$$V(x_1, x_2) = \frac{1}{2} m \ell^2 x_2^2 + m g \ell (1 - \cos(x_1)) .$$

Le premier terme correspond à l'énergie cinétique du pendule, et le deuxième son énergie potentielle. V est continûment différentiable, à valeurs positives et s'annule seulement en $x = 0$. De plus,

$$\langle \nabla V(x), f(x) \rangle = m \ell^2 x_2 \left(-\frac{g}{\ell} \sin x_1 \right) + m g \ell \sin x_1 x_2 = 0$$

ce qui traduit la conservation de l'énergie en l'absence de frottement. On en déduit donc la stabilité du point d'équilibre $(0, 0)$.

On peut se demander s'il existe toujours une fonction de Lyapunov autour d'un point d'équilibre stable/asymptotiquement stable. La réponse est oui, mais c'est une question délicate étudiée en détail dans (Bacciotti and Rosier 2005).

En fait, quand on essaye une approche par Lyapunov, on tombe souvent sur des cas où l'on a $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle \leq 0$ pour tout x mais pas forcément une inégalité stricte pour $x \neq a$. Autrement dit, la fonction de Lyapunov n'est pas *stricte*. Le théorème de Lyapunov ne donne donc a priori que la stabilité et pas la stabilité asymptotique. Pourtant, on peut souvent aller plus loin et déduire des propriétés asymptotiques des solutions en appliquant une variation très pratique du fameux *lemme de Barbalat*.

Théorème – Lemme de Barbalat

Soit $v : [t_0, +\infty[\rightarrow \mathbb{R}$ de classe C^2 telle que

- $\lim_{t \rightarrow +\infty} v(t)$ existe et est finie,
- \ddot{v} est bornée sur $[t_0, +\infty[$,

Alors $\lim_{t \rightarrow +\infty} \dot{v}(t) = 0$.

Démonstration La première hypothèse dit que $\int_{t_0}^{+\infty} \dot{v}(t) dt$ est finie et la deuxième implique que \dot{v} est uniformément continue sur $[t_0, +\infty[$. Le lemme de Barbalat (dans son énoncé classique) permet alors de conclure que \dot{v} converge vers zéro. ■

Dans une analyse de Lyapunov, on a vu plus haut que la quantité $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle$ prise le long des solutions correspond à $\dot{v}(t)$ où $v(t) = V(x(t))$. Si cette quantité est négative ou nulle partout, on a le fait que v décroît. Comme v est par ailleurs minorée par 0, elle converge asymptotiquement. Si on a par ailleurs démontré la bornitude des solutions, on a typiquement aussi celle de leurs dérivées puisque $\dot{x} = f(x)$, et donc aussi celle de \ddot{v} . Par Barbalat, on déduit que $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle$ tend vers 0, inférant ainsi des propriétés asymptotiques sur les solutions. Par l'application répétée de Barbalat, on peut ainsi arriver à montrer l'attractivité globale du point d'équilibre, qui s'ajoute à la stabilité pour donner sa stabilité asymptotique.

Exercice – Oscillateurs couplés II (••) Reprendre l'exercice sur les oscillateurs couplés (p. 26) et démontrer la stabilité du point d'équilibre dans le cas général. Montrer ensuite qu'il est globalement asymptotiquement stable si $\lambda_1 > 0$ ou $\lambda_2 > 0$. On pourra pour cela considérer l'énergie mécanique du système. (Solution p. 38.)

Exercice – Stabilité asymptotique II (••) Montrer que $(0, 0)$ est globalement asymptotiquement stable pour

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= x_2 \\ \dot{x}_2 &= -x_1^3 - x_2 \end{aligned}$$

(Solution p. 39.)

Exercices complémentaires

En plus des exercices essentiels, les exercices à maîtriser sont marqués d'une croix (+).

Ecoulement dans un réservoir (+)

Considérons un réservoir cylindrique de section S qui se vide par une ouverture de section s située à sa base. On note x la hauteur de liquide dans le réservoir.

D'après la *loi de Torricelli*⁸, l'équation d'évolution de x est donnée par

$$\dot{x} = -k\sqrt{|x|} \quad k = \frac{s}{S}\sqrt{2g}$$

où g est la pesanteur.

Question 1 Etant donné un temps initial t_0 et une hauteur initiale $x_0 \geq 0$, justifier sans calcul que le problème de Cauchy associé admet des solutions et que les solutions maximales sont définies sur \mathbb{R} . Pour quelles valeurs de x_0 pouvons-nous dire qu'elles sont uniques? (Solution p. 40.)

Question 2 Pour $(t_0, x_0) \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}_{\geq 0}$, résoudre le problème de Cauchy associé en se restreignant aux solutions $x(t) \geq 0$. (Solution p. 40.)

Question 3 Comment pourrait s'interpréter physiquement la multitude de solutions trouvées? (Solution p. 41.)

Question 4 Les solutions sont-elles continues par rapport aux conditions initiales au sens du théorème de régularité des solutions (p. 18) donné plus haut? Pourquoi? (Solution p. 41.)

Autour du Lemme de Grönwall

Question 1 (Lemme de Grönwall) Soient I un intervalle de \mathbb{R} , $t_0 \in I$, $u, \alpha, \beta : I \rightarrow \mathbb{R}_{\geq 0}$ continues, tels que

$$u(t) \leq \alpha(t) + \int_{t_0}^t \beta(s)u(s)ds \quad \forall t \in I.$$

Montrer qu'alors

$$u(t) \leq \alpha(t) + \int_{t_0}^t \alpha(s)\beta(s) \exp\left(\int_s^t \beta(r)dr\right) ds \quad \forall t \in I, t \geq t_0.$$

En déduire que si α est constant,

$$u(t) \leq \alpha \exp\left(\int_{t_0}^t \beta(r)dr\right) \quad \forall t \in I, t \geq t_0.$$

8. Sous l'hypothèse d'incompressibilité du fluide, la loi de Bernoulli dit que

$$p_s + \rho gh_s + \rho \frac{v_s^2}{2} = p_o + \rho gh_o + \rho \frac{v_o^2}{2}$$

où s fait référence aux quantités à la surface et o à l'ouverture. On a $p_s = p_o$ égales à la pression atmosphérique, $h_s - h_o = x$, $v_s = \frac{s}{S}v_o$ par conservation du débit, et $\dot{x} = -v_s$. On obtient donc

$$\dot{x} = -\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{S}{s}\right)^2 - 1}} \sqrt{2gx} \approx -\frac{s}{S} \sqrt{2gx}$$

en supposant que $s \ll S$.

Indice : poser $v(t) = \int_{t_0}^t \beta(s)u(s)ds$ et étudier la dérivée de $v(t) \exp\left(-\int_{t_0}^t \beta(r)dr\right)$.
(Solution p. 41.)

Question 2 Utiliser le Lemme de Grönwall pour montrer le théorème d'existence globale de solutions (p. 12). (Solution p. 42.)

Question 3 Utiliser le Lemme de Grönwall pour montrer le théorème de continuité par rapport aux conditions initiales (p. 18). Expliquer pourquoi le théorème est toujours valable si f est seulement localement Lipschitzienne par rapport à x sur $J \times X$. (Solution p. 42.)

Cycle limite I (+)

Considérons le système

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_1 + x_2 - x_1(x_1^2 + x_2^2) \\ \dot{x}_2 &= -x_1 + x_2 - x_2(x_1^2 + x_2^2)\end{aligned}$$

Question 1 Montrer que ce système admet un seul point d'équilibre. Etudier sa stabilité. (Solution p. 44.)

Question 2 Montrer que quelque-soit la condition initiale, le système admet une unique solution maximale $x : I \rightarrow \mathbb{R}^2$. Soit $V : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ définie par $V(x) = \|x\|^2 = x_1^2 + x_2^2$. En étudiant le signe de $\frac{d}{dt}V(x(t))$, montrer que $[t_0, +\infty[\subset I$. (Solution p. 44.)

Question 3 Montrer que si $\|x(t_0)\| \neq 1$ alors $\|x(t)\| \neq 1$ pour tout $t \in I$. (Solution p. 44.)

Question 4 En déduire le comportement des solutions en fonction de la condition initiale. (Solution p. 45.)

Cycle limite II (+)

Les équations de Lotka-Volterra, ou “modèle proie-prédateur”, sont couramment utilisées pour décrire la dynamique de systèmes biologiques dans lesquels un prédateur et sa proie interagissent dans un milieu commun. Elles ont été proposées indépendamment par A. J. Lotka en 1925 et V. Volterra en 1926 et s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_1(\alpha - \beta x_2) \\ \dot{x}_2 &= -x_2(\gamma - \delta x_1)\end{aligned}$$

où x_1 et x_2 désignent le nombre (positif) de proies et de prédateurs respectivement et $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ sont des paramètres strictement positifs.

Question 1 Donner une interprétation physique à chaque terme de la dynamique. Montrer qu'il existe deux points d'équilibre $(0, 0)$ et $\bar{x} \in \mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$. Que peut-on dire de leur stabilité à ce stade ? (Solution p. 46.)

Question 2 Démontrer que toute solution initialisée dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ reste dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ sur son ensemble de définition. (Solution p. 46.)

Question 3 On considère la fonction

$$H(x_1, x_2) = \delta x_1 - \gamma \ln x_1 + \beta x_2 - \alpha \ln x_2$$

définie sur $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$. Calculer la dérivée de H le long des solutions initialisées dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$. En déduire que toute solution maximale initialisée dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ est définie sur \mathbb{R} . (Solution p. 47.)

Question 4 La figure ci-dessous représente les courbes de niveau de H . Où se trouve \bar{x} ? Qu'en conclut-on sur le comportement des solutions ? En déduire que \bar{x} est stable, au sens de la définition de stabilité.

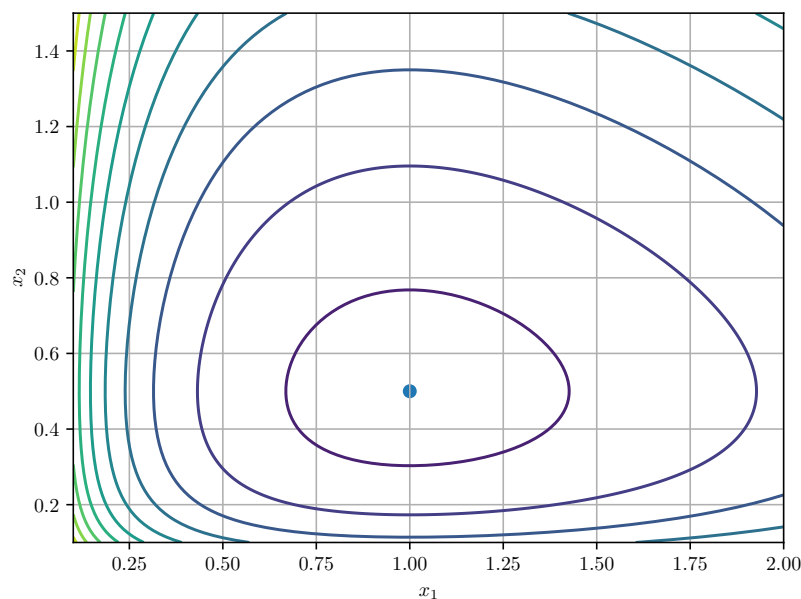


FIGURE 4 – Courbes de niveau de H dans l'exercice Cycle Limite II

(Solution p. 47.)

Imaginons maintenant que l'on ait moyen de jouer sur la vitesse de reproduction des prédateurs, i.e., le système évolue selon

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_1(\alpha - \beta x_2) \\ \dot{x}_2 &= -x_2(\gamma - \delta x_1) + u(t)\end{aligned}$$

où l'on peut choisir $t \mapsto u(t)$ librement. On souhaite stabiliser la population de proie x_1 à une valeur $x_1^* > 0$.

Question 5 Quelles doivent être les valeurs de x_2 et u à l'équilibre ? (Solution p. 47.)

Question 6 Justifier que l'on veuille faire suivre à x_2 la référence $v_r(x_1) = \frac{\alpha}{\beta} + \lambda_1(x_1 - x_1^*)$ avec $\lambda_1 > 0$. En utilisant la fonction de Lyapunov

$$V(x_1, x_2) = (x_1 - x_1^*)^2 + (x_2 - v_r(x_1))^2$$

et en supposant que x est mesuré en temps réel, proposer une loi de contrôle $t \mapsto u(t)$ qui stabilise asymptotiquement (x_1^*, x_2^*) , au moins localement. (Solution p. 47.)

Attractivité locale implique stabilité asymptotique globale pour un système linéaire

Soit $A \in \mathbb{R}^{n \times n}$. Montrer que si 0 est localement attractif pour

$$\dot{x} = Ax$$

alors il l'est globalement et 0 est stable. (Solution p. 50.)

Stabilisation d'une chaîne d'intégrateurs

Considérons un système du type

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_2 \\ \dot{x}_2 &= x_3 \\ &\vdots \\ \dot{x}_{n-1} &= x_n \\ \dot{x}_n &= \phi(x) + u(t)\end{aligned}$$

avec $\phi : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ continue et $u : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ une entrée. On aimerait choisir u pour rendre un point $x^* \in \mathbb{R}^n$ globalement asymptotiquement stable.

Question 1 Que doit vérifier x^* pour qu'il puisse être un point d'équilibre ? Quelle est la commande u^* associée ? (Solution p. 50.)

Question 2 Si on mesure $t \mapsto x(t)$, montrer que l'on peut alors toujours choisir $t \mapsto u(t)$ pour rendre x^* globalement asymptotiquement stable. (Solution p. 50.)

Question 3 Comment faire si l'on veut maintenant faire suivre au système une trajectoire de référence $t \mapsto x_r(t)$? (Solution p. 51.)

Solutions

Exercices essentiels

Solutions globales I Fixons une condition initiale dans $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^2$. La fonction $f : (t, x_1, x_2) \mapsto (\sin x_1 - \sqrt{|t|}x_2, \sqrt{1+x_1^2})$ est continue sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^2$. Donc d'après les théorème de Peano des solutions existent. D'après le théorème du domaine maximal d'existence, les solutions maximales sont définies sur un intervalle de temps I ouvert.

Par ailleurs, on peut vérifier que pour tout $y \in \mathbb{R}$, $\sqrt{1+y^2} \leq 1 + |y|$, donc

$$|f_1(x)| \leq 1 + \sqrt{|t|}|x_2| \quad , \quad |f_2(x)| \leq 1 + |x_1|$$

et f est bornée par une fonction affine en $\|x\|$. Toutes les solutions maximales sont donc globales, i.e. $I = \mathbb{R}$.

Solutions globales II Considérons une condition initiale dans $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$ et une solution maximale $t \mapsto x(t)$ définie sur un intervalle I (qui existe d'après le théorème de Peano car f est continue sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$). Alors

$$\frac{d}{dt}V(x(t)) = \langle \nabla V(x(t)), f(t, x(t)) \rangle \leq a(t)V(x(t)) + b(t) \quad \forall t \in I ,$$

et donc

$$\frac{d}{dt} \left[e^{-\int_{t_0}^t a(\tau) d\tau} V(x(t)) \right] \leq e^{-\int_{t_0}^t a(\tau) d\tau} b(t) \quad \forall t \in I .$$

En intégrant entre t_0 et $t \geq t_0$,

$$e^{-\int_{t_0}^t a(\tau) d\tau} V(x(t)) - V(x(t_0)) \leq \int_{t_0}^t e^{-\int_{t_0}^s a(\tau) d\tau} b(s) ds \quad \forall t \in I \cap [t_0, +\infty[$$

et donc

$$V(x(t)) \leq e^{\int_{t_0}^t a(\tau) d\tau} V(x(t_0)) + \int_{t_0}^t e^{\int_s^t a(\tau) d\tau} b(s) ds \quad \forall t \in I \cap [t_0, +\infty[.$$

Une autre manière de faire est de montrer que $V(x(t)) \leq v(t)$ où v est solution maximale de

$$\dot{v} = a(t)v + b(t)$$

pour la condition initiale $v(t_0) = V(x(t_0))$, qui est définie est continue sur \mathbb{R} car la dynamique de v est affine.

Or si $t_m^+ = \sup I$ est fini, d'après le théorème du domaine maximal, $(t, x(t))$ tend soit vers la frontière du domaine de définition de f , soit diverge. Comme f est définie et continue sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$, nécessairement $\lim_{t \rightarrow t_m^+} \|x(t)\| = +\infty$ et donc $\lim_{t \rightarrow t_m^+} V(x(t)) = +\infty$. Or par continuité de a, b sur \mathbb{R} ,

$$\lim_{t \rightarrow t_m^+} V(x(t)) \leq e^{\int_{t_0}^{t_m^+} a(\tau) d\tau} V(x(t_0)) + \int_{t_0}^{t_m^+} e^{\int_s^{t_m^+} a(\tau) d\tau} b(s) ds .$$

C'est donc impossible et $t_m^+ = +\infty$.

Unicité de la solution maximale Nous avons vu dans l'exercice Solutions globales I que les solutions maximales de ce système sont définies sur \mathbb{R} . Par ailleurs, la fonction $f : (t, x_1, x_2) \mapsto (\sin x_1 - \sqrt{|t|}x_2, \sqrt{1+x_1^2})$ est continûment différentiable par rapport à x sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^2$. Donc pour chaque condition initiale dans $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^2$, il existe une unique solution maximale.

Critère de stabilité d'un système linéaire plan Soient λ_1 et λ_2 les valeurs propres d'une matrice A de dimension 2. Son polynôme caractéristique est donné par

$$s^2 - \text{tr}A s + \det A = (s - \lambda_1)(s - \lambda_2) = s^2 - (\lambda_1 + \lambda_2)s + \lambda_1\lambda_2 .$$

Donc $\text{tr}A = \lambda_1 + \lambda_2$ et $\det A = \lambda_1\lambda_2$. Il y a deux cas: soit les valeurs propres sont complexes conjuguées, soit elles sont réelles.

Si $\lambda_i = \lambda_0 \pm j\omega$, alors $\lambda_1\lambda_2 = \lambda_0^2 + \omega^2$ et $\lambda_1 + \lambda_2 = 2\lambda_0$. Donc $\lambda_0 < 0$ si et seulement si $\text{tr}A < 0$ (et on a alors toujours $\det A > 0$).

Si les valeurs propres sont réelles, les avoir toutes deux strictement négatives implique que $\lambda_1\lambda_2 > 0$ et $\lambda_1 + \lambda_2 < 0$. Réciproquement, si $\lambda_1\lambda_2 > 0$, elles sont non nulles et du même signe, et si de plus $\lambda_1 + \lambda_2 < 0$, ce signe est nécessairement négatif.

Donc dans tous les cas, λ_i à parties réelles strictement négatives équivaut à $\text{tr}A < 0$ et $\det A > 0$.

Oscillateur I Prenons $x = (y_1, \dot{y}_1, y_2, \dot{y}_2)$ qui vérifie

$$\dot{x} = \begin{pmatrix} x_2 \\ -\frac{k_1}{m_1}x_1 - \frac{\lambda_1}{m_1}x_2 + \frac{k_{12}}{m_1}(x_3 - x_1) \\ x_4 \\ -\frac{k_2}{m_2}x_3 - \frac{\lambda_2}{m_2}x_4 - \frac{k_{12}}{m_2}(x_3 - x_1) \end{pmatrix} = Ax$$

avec $A = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{k_1+k_{12}}{m_1} & -\frac{\lambda_1}{m_1} & \frac{k_{12}}{m_1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \frac{k_{12}}{m_2} & 0 & -\frac{k_2+k_{12}}{m_2} & -\frac{\lambda_2}{m_2} \end{pmatrix}$. Pour avoir un point d'équilibre, il faut $x_2 = x_4 = 0$ et

$$\begin{pmatrix} -\frac{k_1+k_{12}}{m_1} & \frac{k_{12}}{m_1} \\ \frac{k_{12}}{m_2} & -\frac{k_2+k_{12}}{m_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_3 \end{pmatrix} = 0$$

dont la seule solution est $x_1 = x_3 = 0$ (matrice inversible). Donc le seul point d'équilibre est $x = (0, 0, 0, 0)$. Vu que l'on a un système linéaire, les solutions sont uniques, définies sur \mathbb{R} et s'écrivent $x(t) = \exp(At)x(0)$.

Si l'on savait calculer les valeurs propres de A en fonction des paramètres, on pourrait en déduire le comportement des solutions et la stabilité des points d'équilibre.

Lorsque les paramètres des deux masses sont identiques, c'est possible. En effet, le changement de variable linéaire inversible $z = (x_1 + x_3, x_2 + x_4, x_1 - x_3, x_2 - x_4) = Px$ donne des dynamiques découplées de deux oscillateurs indépendants. En

effet, $\dot{z} = \Sigma z = PAP^{-1}z$ avec $\Sigma = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{k}{m} & -\frac{\lambda}{m} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -\frac{3k}{m} & -\frac{\lambda}{m} \end{pmatrix}$ qui est diagonale

par bloc. On peut donc facilement étudier les valeurs propres de chacun des deux sous-systèmes 2×2 .

Si $\lambda > 0$, on a les traces égales à $-\frac{\lambda}{m} < 0$ et les déterminants égaux respectivement à $\frac{k}{m} > 0$ et $\frac{3k}{m} > 0$. Donc d'après l'exercice Critère de stabilité asymptotique en dimension 2 (p. 36), chacune des sous-matrices est de Hurwitz, donc Σ l'est aussi, et donc A aussi car elles sont semblables. Il s'ensuit que 0 est globalement asymptotiquement stable. On peut aussi calculer explicitement les valeurs propres et vérifier qu'elles sont à partie réelle strictement négative.

Lorsque $\lambda = 0$, les frottements sont absents et les valeurs propres sont $\pm i\sqrt{\frac{k}{m}}$ et $\pm i\sqrt{\frac{3k}{m}}$. Comme le système est linéaire, on peut dire que 0 n'est pas attractif donc pas asymptotiquement stable. Mais par contre, il est bien stable. En effet, vu l'expression des solutions, elles s'expriment comme des combinaisons linéaires de sin et cos aux pulsations $\sqrt{\frac{k}{m}}$ et $\sqrt{\frac{3k}{m}}$. En d'autres termes, le système oscille avec une superposition de ces fréquences suivant la condition initiale. Il existe donc M tel que

$$|x(t)| \leq M|x(0)| \quad \forall t \in \mathbb{R},$$

et le point d'équilibre est *stable* au sens de la définition.

NB : On aurait pu retrouver ce résultat de stabilité en appliquant un critère de stabilité linéaire sur la matrice Σ (voir Remarque (p. 26)) en disant qu'il y a 4

valeurs propres (complexes) distinctes donc les sous-espaces propres des valeurs propres à partie réelle nulle sont tous de dimension 1, égale à leur multiplicité algébrique.

Stabilité asymptotique I La jacobienne de la dynamique est donnée par

$$J_f(x_1, x_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 - 3x_2^2 \\ -1 + 3x_1^2 + 2x_1x_2 & -(1 - x_1^2) \end{pmatrix}$$

soit

$$J_f(0, 0) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & -1 \end{pmatrix}$$

qui est de Hurwitz (valeurs propres $\frac{-1 \pm i\sqrt{3}}{2}$) Donc $(0, 0)$ est bien localement asymptotiquement stable. Cependant, il ne l'est pas globalement car $(1, 1)$ est aussi un point d'équilibre : la fonction constante égale à $(1, 1)$ est solution (et ne tend pas vers 0).

Oscillateurs couplés II L'énergie mécanique du système s'écrit

$$V(x) = \frac{1}{2}k_1x_1^2 + \frac{1}{2}k_2x_3^2 + \frac{1}{2}k_{12}(x_1 - x_3)^2 + \frac{1}{2}m_1x_2^2 + \frac{1}{2}m_2x_4^2.$$

Cette quantité décroît le long des trajectoires, puisque

$$\langle \nabla V(x), f(x) \rangle = -\lambda_1x_2^2 - \lambda_2x_4^2 \leq 0.$$

D'après le théorème de Lyapunov, puisque V est à valeurs positives, continûment différentiable et telle que $V(x) = 0$ est équivalent à $x = 0$, la position d'équilibre 0 est donc stable.

Par ailleurs, on voit que V étant décroissante le long des solutions, elle est bornée le long des solutions. Vu que $\lim_{\|x\| \rightarrow \infty} V(x) = +\infty$, on en déduit que les solutions maximales sont bornées sur $[0, +\infty[$. En effet, s'il existait une suite de temps (t_n) avec $\lim_{n \rightarrow +\infty} t_n = +\infty$ et $\lim_{n \rightarrow +\infty} \|x(t_n)\| = +\infty$, on aurait $\lim_{n \rightarrow +\infty} V(x(t_n)) = +\infty$, ce qui est impossible. De plus, vu que $\dot{x} = Ax$, les dérivées successives des solutions s'écrivent comme des combinaisons linéaires des solutions et sont donc elles aussi toutes bornées sur $[0, +\infty[$.

Soit $v : [0, +\infty[\rightarrow \mathbb{R}$ définie par $v(t) = V(x(t))$ pour une solution $x : [0, +\infty) \rightarrow \mathbb{R}$. v est minorée par 0 et décroissante car

$$\dot{v}(t) = -\lambda_1x_2(t)^2 - \lambda_2x_4(t)^2 \leq 0$$

donc elle converge lorsque t tend vers l'infini. Par ailleurs,

$$\ddot{v}(t) = -2\lambda_1x_2(t)\dot{x}_2(t) - 2\lambda_2x_4(t)\dot{x}_4(t)$$

est bornée vu qu'on a montré que les dérivées successives des solutions sont bornées. En appliquant le lemme de Barbalat, on en déduit que \dot{v} tend vers 0 lorsque t tend vers l'infini.

Supposons que λ_1 est strictement positif. Alors $0 \leq x_2(t)^2 \leq -\frac{\dot{v}(t)}{\lambda_1}$ et la vitesse x_2 de la première masse tend vers 0. Mais vu que \ddot{x}_2 est bornée, on a de nouveau par Barbalat que \dot{x}_2 tend vers zéro, soit $-k_1x_1 - k_{12}(x_1 - x_3)$ tend vers 0. En redérivant et en réappliquant Barbalat, on obtient alors que $-k_1x_2 - k_{12}(x_2 - x_4)$ tend vers zéro, et vu que x_2 tend vers 0, x_4 tend vers 0. En redérivant et en réappliquant Barbalat sur x_4 , on obtient que $-k_2x_3 + k_{12}(x_1 - x_3)$ tend vers 0, et donc enfin, en combinant avec $-k_1x_1 - k_{12}(x_1 - x_3)$, les positions (x_1, x_3) tendent vers 0. On concluent donc finalement que $\lim_{t \rightarrow \infty} x(t) = 0$ et 0 est globalement attractif. Vu que par ailleurs, il est stable, on démontre ainsi qu'il est asymptotiquement stable.

On obtient de manière similaire le résultat si λ_2 est strictement positif.

Stabilité asymptotique II La jacobienne de la dynamique est donnée par

$$J_f(0,0) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

qui admet 0 et -1 comme valeurs propres. Nous ne pouvons donc rien conclure sur la stabilité de 0 par le linéarisé.

Considérons la fonction $V : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}_{\geq 0}$ définie par

$$V(x_1, x_2) = x_1^4 + x_2^2 + (x_1 + x_2)^2$$

V est continûment différentiable, positive et ne s'annule qu'en $x = 0$. De plus, elle vérifie

$$\begin{aligned} \langle \nabla V(x), f(x) \rangle &= 4x_1^3x_2 - 2x_1^3x_2 - 2x_2^2 + 2(x_1 + x_2)(x_2 - x_1^3 - x_2) \\ &= -2x_2^2 - 2x_1^4 < 0 \quad \forall x \neq 0 \end{aligned}$$

V est donc une fonction de Lyapunov et on a bien la stabilité asymptotique locale. De plus, V est propre, i.e., $\lim_{\|x\| \rightarrow +\infty} V(x) = +\infty$, donc la stabilité asymptotique est globale.

Si jamais on ne trouve pas l'expression d'une fonction de Lyapunov stricte V , une alternative est de considérer plus simplement la fonction $W : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}_{\geq 0}$ définie par

$$W(x_1, x_2) = x_1^4 + 2x_2^2$$

W est continûment différentiable, positive et ne s'annule qu'en $x = 0$. De plus, elle vérifie

$$\langle \nabla W(x), f(x) \rangle = -4x_2^2 \leq 0$$

donc 0 est stable et W décroît le long des solutions (et est donc borné). On ne peut pas directement appliquer Lyapunov parce que *la décroissance n'est pas stricte en x_1* . Voici comment procéder alors. Le fait que W soit bornée le long des solutions empêche les solutions de diverger, car $\lim_{\|x\| \rightarrow +\infty} W(x) = +\infty$. Donc les solutions ne peuvent pas diverger en temps fini positif, et les solutions

maximales sont définies sur $[0, \infty[$. Elles sont même bornées, car sinon il existerait une suite de temps (t_n) avec $\lim_{n \rightarrow +\infty} t_n = +\infty$ et $\lim_{n \rightarrow +\infty} \|x(t_n)\| = +\infty$, et on aurait $\lim_{n \rightarrow +\infty} W(x(t_n)) = +\infty$, ce qui est impossible. Le long de n'importe quelle solution $t \mapsto x(t)$, on a donc (i) $w(t) = W(x(t))$ qui décroît et est minoré, donc converge lorsque t tend vers l'infini, (ii) $\dot{w}(t) = -4x_2^2(t)$, et (iii) $\ddot{w}(t) = -8x_2(t)\dot{x}_2(t) = -8x_2(t)(-x_1(t)^3 - x_2(t))$ bornée. Donc, par le lemme de Barbalat, $t \mapsto x_2(t)$ converge vers 0 lorsque t tend vers l'infini. Par ailleurs, de manière similaire, $\ddot{x}_2 = -3x_1^2x_2 - (-x_1(t)^3 - x_2(t))$ est bornée, et donc en appliquant Barbalat de nouveau à x_2 , on en déduit que \dot{x}_2 tend vers 0 et donc x_1 tend vers 0. Ainsi, $(0, 0)$ est globalement attractif, et on a vu qu'il est stable, donc il est bien globalement asymptotiquement stable.

Écoulement dans un réservoir

Question 1 $f : (t, x) \mapsto -k\sqrt{|x|}$ est continue sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}$ donc le théorème de Peano nous garantit l'existence de solutions au problème de Cauchy pour toute condition initiale.

De plus, $\sqrt{|x|} \leq 1 + |x|$ pour tout $x \in \mathbb{R}$ donc f est linéairement bornée et toute solution maximale est globale, donc ici définie sur \mathbb{R} .

Enfin, f est continûment différentiable sur $\mathbb{R} \times (\mathbb{R} \setminus \{0\})$ donc lorsque $x_0 \neq 0$, il existe une unique solution maximale dans $\mathbb{R} \setminus \{0\}$ d'après le théorème de Cauchy-Lipschitz. Lorsque $x_0 = 0$ par contre, f n'est pas différentiable en 0 (ni même lipschitzienne) donc le théorème de Cauchy-Lipschitz ne s'applique pas.

Question 2 Soit d'abord $x_0 > 0$. Tant que $x(t) > 0$, on a

$$\dot{x} = -k\sqrt{x} \Leftrightarrow \frac{\dot{x}}{\sqrt{x}} = -k \Leftrightarrow x(t) = \left(\sqrt{x_0} - \frac{k}{2}(t - t_0) \right)^2$$

Donc tant que $x(t) > 0$, la solution est unique (comme prévu dans la question précédente) et par continuité, elle atteint 0 en $t = t_0 + 2\sqrt{x_0}/k$. A partir de là, vu que $\dot{x} \leq 0$, la seule solution possible qui reste positive est la solution constamment égale à 0 : le réservoir est vide et le reste. Donc pour (t_0, x_0) avec $x_0 > 0$, il existe une unique solution maximale positive au problème de Cauchy définie par

$$x(t) = \begin{cases} \left(\sqrt{x_0} - \frac{k}{2}(t - t_0) \right)^2 & \forall t \in]-\infty, t_0 + 2\sqrt{x_0}/k] \\ 0 & \forall t \in [t_0 + 2\sqrt{x_0}/k, +\infty[\end{cases}$$

Maintenant si $x_0 = 0$. Pour $t \geq t_0$, la seule possibilité est de rester à 0. En temps rétrograde, soit x reste à 0 soit il existe $t_1 < t_0$ tel que $x(t_1) > 0$. Alors la solution correspondante est unique et donnée par la formule ci-dessus en remplaçant (t_0, x_0) par $(t_1, x(t_1))$. Après réécriture, les solutions maximales s'écrivent en fait

$$x(t) = \begin{cases} \frac{k^2}{4}(t - t^-)^2 & \forall t \in]-\infty, t^-] \\ 0 & \forall t \in [t^-, +\infty[\end{cases}$$

pour chaque $t^- \leq t_0$. Il y a donc une infinité de solutions.

Remarque: si l'on s'était intéressé aux solutions négatives, on aurait trouvé une infinité de solutions au problème de Cauchy pour $x_0 > 0$. En effet, à partir de $x_0 = 0$, on a aussi de manière symétrique, les solutions

$$x(t) = \begin{cases} 0 & \forall t \in [t_0, t^+ [\\ -\frac{k^2}{4}(t - t^+)^2 & \forall t \in [t^+, +\infty [\end{cases}$$

pour tout $t^+ \geq t_0$. Ceci ne contredit pas le théorème de Cauchy Lipschitz. En effet, celui-ci ne garantit l'unicité de la solution maximale que dans le domaine où f est continûment différentiable par rapport à x , c'est-à-dire ici tant qu'elle est non nulle, plus précisément sur l'intervalle ouvert $] -\infty, t_0 + 2\sqrt{x_0}/k[$.

Question 3 La multiplicité des solutions peut être expliquée par le fait que lorsqu'on voit le réservoir vide à t_0 on ne sait pas depuis quand il est vide.

Question 4 Lorsque $x_0 > 0$, les solutions sont continues par rapport à la condition initiale tant qu'elles restent positives. Par contre, si $x_0 = 0$, une solution possible est $x \equiv 0$ alors que pour tout $\delta > 0$, la solution partant de $x_0 + \delta$ est donnée par $x_\delta(t) = \left(\sqrt{x_0 + \delta} - \frac{k}{2}(t - t_0)\right)^2$ pour $t \leq t_0$. Donc sur un horizon de temps fixé (rétrograde) $[t, t_0]$, la différence $\|x - x_\delta\|$ ne peut être rendue arbitrairement petite en faisant tendre δ vers 0. Le même phénomène apparaît en temps positif lorsque l'on considère les solutions négatives (voir remarque plus haut). En ce sens, on n'a pas la continuité des solutions par rapport à la condition initiale. Cela ne contredit pas le théorème car $f(x) = -\sqrt{|x|}$ n'est pas C^1 , ni lipschitzienne en 0.

Autour du Lemme de Grönwall

Question 1 (Lemme de Grönwall) Soit v l'application définie par $v(t) = \int_{t_0}^t \beta(s)u(s)ds$ sur I . Elle vérifie

$$\dot{v}(t) = \beta(t)u(t) \quad , \quad u(t) \leq \alpha(t) + v(t) \quad ,$$

et donc puisque β est à valeurs positives,

$$\dot{v}(t) \leq \alpha(t)\beta(t) + \beta(t)v(t) \quad .$$

Soit maintenant w l'application définie par $w(t) = v(t) \exp\left(-\int_{t_0}^t \beta(r)dr\right)$. w est dérivable sur I et pour tout $t \in I$,

$$\begin{aligned} \dot{w}(t) &= (\dot{v}(t) - \beta(t)v(t)) \exp\left(-\int_{t_0}^t \beta(r)dr\right) \\ &\leq \alpha(t)\beta(t) \exp\left(-\int_{t_0}^t \beta(r)dr\right) \end{aligned}$$

En intégrant des deux côtés entre t_0 et $t \geq t_0$, on obtient

$$w(t) - w(t_0) \leq \int_{t_0}^t \alpha(s) \beta(s) \exp \left(- \int_{t_0}^s \beta(r) dr \right) ds$$

et en remplaçant w par son expression,

$$v(t) \leq \int_{t_0}^t \alpha(s) \beta(s) \exp \left(\int_{t_0}^t \beta(r) dr \right) ds ,$$

ce qui donne le résultat. Finalement, si α est constant alors

$$\begin{aligned} u(t) &\leq \alpha + \alpha \left[- \exp \left(\int_s^t \beta(r) dr \right) \right]_{t_0}^t \\ &\leq \alpha - \alpha + \alpha \exp \left(\int_{t_0}^t \beta(r) dr \right) \end{aligned}$$

ce qui donne le résultat.

Question 2 Soit $x : I \subset J \rightarrow \mathbb{R}^n$ une solution maximale au problème de Cauchy. Par le théorème de représentation intégrale des solutions (p. 7), pour tout $t \in I$,

$$x(t) = x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x(s)) ds ,$$

et donc, utilisant l'hypothèse de borne au plus affine de f ,

$$\|x(t)\| \leq \|x_0\| + \int_{t_0}^t |b(s)| + |a(s)| \|x(s)\| ds$$

pour tout $t \in I$ avec $t \geq t_0$. Le Lemme de Grönwall donne alors

$$\|x(t)\| \leq \alpha(t) + \int_{t_0}^t \alpha(s) \beta(s) \exp \left(\int_s^t \beta(r) dr \right)$$

avec $\alpha(t) = \|x_0\| + \int_{t_0}^t |b(s)|$ et $\beta(t) = |a(t)|$ qui sont continues sur J . Donc x ne peut pas exploser en temps fini supérieurs à t_0 dans J (le membre de droite restant borné). En reprenant le raisonnement en temps inférieurs à t_0 en renversant le temps et considérant $-f$ au lieu de f , on obtient que x ne peut pas non plus exploser en temps fini inférieurs à t_0 dans J . Donc nécessairement $I = J$ d'après le théorème du domaine maximal d'existence (p. 10), vu que f est définie sur $J \times \mathbb{R}^n$.

Question 3 Soient $(t_0, x_0) \in J \times X$ et $\delta \in \mathbb{R}^n$ tel que $(t_0, x_0 + \delta) \in J \times X$. Soient $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ et $x_\delta : I' \rightarrow \mathbb{R}^n$ les solutions maximales aux problèmes de

Cauchy associés (uniques par le théorème de Cauchy Lipschitz), et \underline{t}, \bar{t} tels que $[\underline{t}, \bar{t}] \subset I$. On sait que

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x(s)) ds & \forall t \in I \\ x_\delta(t) &= x_0 + \delta + \int_{t_0}^t f(s, x_\delta(s)) ds & \forall t \in I' \end{aligned}$$

Puisque x est continue, l'ensemble $x([\underline{t}, \bar{t}])$ est un sous-ensemble compact de l'ouvert X . Donc il existe $\varepsilon > 0$ tel que le "tube"

$$\mathcal{C} = \{(t, x_\delta) \in [\underline{t}, \bar{t}] \times \mathbb{R}^n \mid \|x_\delta - x(t)\| \leq \varepsilon\}$$

est inclus dans $J \times X$. On va montrer que $(t, x_\delta(t))$ est définie et reste dans ce tube sur $[\underline{t}, \bar{t}]$ si δ est suffisamment petit. Soit \underline{t}' et \bar{t}' les temps minimaux et maximaux sur $[\underline{t}, \bar{t}]$ tel que

$$(t, x_\delta(t)) \in \mathcal{C} \quad \forall t \in [\underline{t}', \bar{t}']$$

Puisque \mathcal{C} est compact, et $\partial_x f$ est continue sur \mathcal{C} , $M = \max_{\mathcal{C}} \|\partial_x f\|$ est bien défini. Commençons par étudier le comportement des solutions pour $t \geq t_0$. On a

$$|x(t) - x_\delta(t)| \leq |\delta| + \int_{t_0}^t |f(s, x(s)) - f(s, x_\delta(s))| ds \quad \forall t \in I \cap I', \quad t \geq t_0.$$

Donc d'après le théorème des accroissements finis appliqué sur le segment $[(s, x(s)), (s, x_\delta(s))]$ inclus dans \mathcal{C} ,

$$|x(t) - x_\delta(t)| \leq |\delta| + \int_{t_0}^t M |x(s) - x_\delta(s)| ds \quad \forall t \in [t_0, \bar{t}'].$$

Donc par le Lemme de Grönwall,

$$|x(t) - x_\delta(t)| \leq |\delta| e^{M(t-t_0)} \quad \forall t \in [t_0, \bar{t}'].$$

Pour δ suffisamment petit, $|\delta| e^{M(t-t_0)} \leq \varepsilon$ sur $[t_0, \bar{t}]$. On a alors nécessairement $\bar{t}' = \bar{t}$. Par un changement de temps dans les solutions pour les parcourir en rétrograde avec la dynamique $-f$ au lieu de f , on montre de la même manière que $\underline{t}' = \underline{t}$ et le résultat est montré. Notons que la preuve est bien toujours valable pour f localement Lipschitzienne par rapport à x sur $J \times X$, puisqu'il suffit alors de prendre pour M la constante de Lipschitz de f par rapport à x sur \mathcal{C} qui est compact.

Cycle limite I

On étudie le comportement des solutions de $\dot{x} = f(x)$ pour

$$f(x) = \begin{pmatrix} x_1 + x_2 - x_1(x_1^2 + x_2^2) \\ -x_1 + x_2 - x_2(x_1^2 + x_2^2) \end{pmatrix}$$

Question 1 Chercher les points d'équilibre du système revient à résoudre

$$\begin{aligned} 0 &= x_1 + x_2 - x_1(x_1^2 + x_2^2) \\ 0 &= -x_1 + x_2 - x_2(x_1^2 + x_2^2) \end{aligned}$$

Multiplier la première ligne par x_2 , la deuxième par x_1 et soustraire, donne $x_1^2 + x_2^2 = 0$, soit $x_1 = x_2 = 0$. Il n'y a donc qu'un point d'équilibre $(0, 0)$. La jacobienne de la dynamique est donnée par

$$J_f(x_1, x_2) = \begin{pmatrix} 1 - (x_1^2 + x_2^2) - 2x_1^2 & 1 - 2x_1x_2 \\ -1 - 2x_1x_2 & 1 - (x_1^2 + x_2^2) - 2x_2^2 \end{pmatrix}$$

soit

$$J_f(0, 0) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$$

qui a pour valeurs propres $1 \pm i$. La partie réelle étant positive, le point d'équilibre est instable.

Question 2 $f : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$ définie par $f(x) = (x_1 + x_2 - x_1(x_1^2 + x_2^2), -x_1 + x_2 - x_2(x_1^2 + x_2^2))$ est continûment différentiable sur \mathbb{R}^2 . Donc d'après le théorème de Cauchy-Lipschitz, le système admet une unique solution maximale pour toute condition initiale. De plus,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}V(x(t)) &= \langle \nabla V(x), f(x) \rangle \\ &= 2(x_1^2 + x_1x_2 - x_1^2(x_1^2 + x_2^2) - x_1x_2 + x_2^2 - x_2^2(x_1^2 + x_2^2)) \\ &= -2(x_1^2 + x_2^2 - 1)(x_1^2 + x_2^2) = -2(V(x) - 1)V(x) \end{aligned}$$

Donc $\frac{d}{dt}V(x(t))$ est négatif lorsque $V(x) > 1$, i.e., à l'extérieur du disque de centre 0 et de rayon 1, zéro lorsque $V(x) = 1$, i.e., sur le cercle, et positif lorsque $0 < V(x) < 1$, i.e., à l'intérieur du disque, et zéro à l'équilibre. Il s'ensuit en particulier que $V(x) = \|x\|^2$ décroît lorsque $\|x\| > 1$, donc les solutions restent bornées en temps positif. Or, vu que f est continue sur \mathbb{R}^2 , on sait du Théorème du domaine maximal d'existence (p. 10) que la seule raison pour laquelle une solution maximale ne serait pas définie pour tout $t \geq t_0$ serait qu'elle explose en temps fini. C'est impossible ici.

Question 3 Supposons que $x_0 := x(t_0)$ vérifie $\|x_0\| \neq 1$ et qu'il existe t_1 tel que $\|x(t_1)\| = 1$. Considérons le problème de Cauchy de condition initiale $x^* := x(t_1)$ à $t = t_1$. Il admet donc une solution qui au temps t_0 vaut x_0 . Mais il existe une autre solution

$$\begin{pmatrix} \cos(t - t_1) & \sin(t - t_1) \\ -\sin(t - t_1) & \cos(t - t_1) \end{pmatrix} x^*$$

qui reste sur le cercle en tout temps et qui vaut aussi x^* à $t = t_1$, ce qui est impossible par le théorème de Cauchy Lipschitz (car f est continûment différentiable)

Question 4 Si $V(x(t_0)) = \|x(t_0)\|^2 = 1$, alors V est constant donc les trajectoires initialisées sur le cercle de rayon 1 y restent. Sur le cercle, la dynamique suit celle d'un oscillateur

$$\begin{aligned}\dot{x}_1 &= x_2 \\ \dot{x}_2 &= -x_1\end{aligned}$$

donc les trajectoires “tournent” sur le cercle.

Si $V(x(t_0)) = x_1(t_0)^2 + x_2(t_0)^2 > 1$ alors V décroît strictement tant qu’il reste plus grand que 1. Donc les trajectoires initialisées à l’extérieur du cercle s’en approchent mais ne le rencontrent jamais d’après la question précédente.

Si $0 < V(x(t_0)) = x_1(t_0)^2 + x_2(t_0)^2 < 1$ alors V croît strictement tant qu’il reste plus petit que 1.

Enfin, la trajectoire initialisée à zéro reste à zéro.

Le portrait de phase est donné ci-dessous (p. 45).

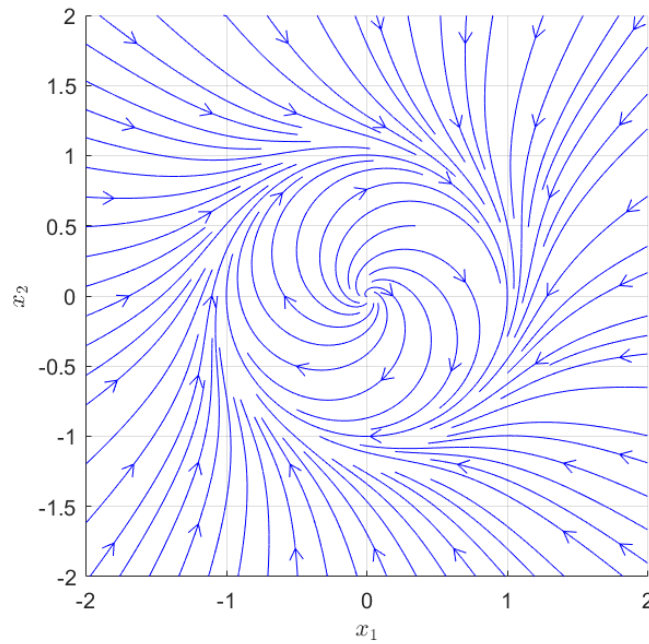


FIGURE 5 – Portrait de phase de l’exercice Cycle Limite I

Cycle limite II

On étudie le comportement des solutions de $\dot{x} = f(x)$ pour

$$f(x) = \begin{pmatrix} x_1(\alpha - \beta x_2) \\ -x_2(\gamma - \delta x_1) \end{pmatrix}$$

Question 1 On résout $f(x) = 0$, ce qui donne les points d'équilibre $(0, 0)$ et $\bar{x} = \left(\frac{\gamma}{\delta}, \frac{\alpha}{\beta}\right)$.

La jacobienne de la dynamique est donnée par

$$J_f(x) = \begin{pmatrix} \alpha - \beta x_2 & -\beta x_1 \\ \delta x_2 & -(\gamma - \delta x_1) \end{pmatrix}$$

En $(0, 0)$,

$$J_f(0, 0) = \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & -\gamma \end{pmatrix}$$

a pour valeurs propres $\alpha > 0$, donc $(0, 0)$ est instable. Par contre, en \bar{x} ,

$$J_f(\bar{x}) = \begin{pmatrix} 0 & -\beta \frac{\gamma}{\delta} \\ \delta \frac{\alpha}{\beta} & 0 \end{pmatrix}$$

a des valeurs propres imaginaires pures $\pm i\sqrt{\alpha\gamma}$, donc a priori on ne peut rien dire sur la stabilité du système nonlinéaire.

Question 2 Soit $x_0 = (0, x_{2,0}) \in \{0\} \times \mathbb{R}_{\geq 0}$ sur l'axe des ordonnées. Puisque f est C^1 sur \mathbb{R}^2 , par le théorème de Cauchy-Lipschitz, le problème de Cauchy associé à la condition initiale (t_0, x_0) pour un t_0 quelconque, admet une unique solution

$$x(t) = (0, x_2(t))$$

définie sur \mathbb{R} avec x_2 solution de

$$\dot{x}_2 = -\gamma x_2 .$$

De même, pour $x_0 = (x_{1,0}, 0) \in \mathbb{R}_{\geq 0} \times \{0\}$, le problème de Cauchy associé pour un t_0 quelconque, admet une unique solution du type

$$x(t) = (x_1(t), 0)$$

définie sur \mathbb{R} avec x_1 solution de

$$\dot{x}_1 = \alpha x_1 .$$

Si une solution initialisée dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ croisait l'axe des abscisses ou des ordonnées, il existerait une autre solution au problème de Cauchy associé à $x_0 = (0, x_{2,0})$ ou $x_0 = (x_{1,0}, 0)$ qui ne resterait pas sur l'axe en temps négatif, ce qui est impossible. Elle reste donc dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$.

Question 3 f est continue sur $\mathbb{R} \times \mathbb{R}$ donc d'après le théorème du domaine maximal d'existence, si une solution maximale initialisée dans $\mathbb{R} \times \mathbb{R}$ n'est pas définie sur \mathbb{R} , c'est que nécessairement $\|x\|$ diverge en temps fini (car la frontière de $\mathbb{R} \times \mathbb{R}$ est vide)

Maintenant considérons une solution maximale $x : I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^2$ initialisée dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$. Par la question précédente, elle reste dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ donc $H(x(t))$ est bien définie pour tout $t \in I$, et on a

$$\frac{d}{dt}H(x(t)) = \langle \nabla H(x(t)), \dot{x}(t) \rangle = \langle \nabla H(x(t)), f(x(t)) \rangle = 0$$

Donc H est constante et il est impossible que $\|x\|$ diverge en temps fini car on aurait $\lim H(x(t)) = +\infty$. Donc $I = \mathbb{R}$.

Remarque : On aurait pu aussi directement se placer sur $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ et considérer les solutions maximales $x : I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ de $\dot{x} = f(x)$ dans cet ensemble (où f est bien sûr continue). Si x n'était pas définie sur \mathbb{R} , alors nécessairement d'après le théorème du domaine maximal d'existence, x tendrait vers la frontière de $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ ou divergerait, c'est-à-dire - soit x exploserait - soit x_1 tendrait vers 0 - soit x_2 tendrait vers 0. (en temps fini) Mais ceci est impossible car alors on aurait dans chacun des cas

$$\lim H(x(t)) = +\infty$$

On prouve alors en même temps que les solutions initialisées dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ sont définies sur \mathbb{R} dans $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$ (et donc restent dans cet ensemble)

Bonus : Ici, en calculant le gradient et la hessienne de H (voir Calcul Différentiel III), on voit que H atteint un minimum local (et en fait global) en \bar{x} (gradient nul et matrice hessienne définie positive, mais on peut aussi le montrer en étudiant la fonction réelle $u(z) = z - c \ln z$ pour une constante $c > 0$). Donc

$$V(x) = H(x) - H(\bar{x})$$

est une fonction C^1 sur $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$, positive, qui ne s'annule localement qu'en \bar{x} . Vu que H est conservée le long des trajectoires, on peut déduire du théorème de Lyapunov que \bar{x} est stable.

Question 4 L'équilibre \bar{x} se trouve au milieu des courbes de niveau (car c'est en fait le minimum de H). Donc si on se donne $\varepsilon > 0$, on peut trouver $\eta_H > 0$ tel que $H(x) < \eta_H$ implique $|x - \bar{x}| < \varepsilon$. On en déduit que pour toute condition initiale telle que $H(x_0) < \eta_H$, la trajectoire reste à une distance inférieure à ε de \bar{x} . Par ailleurs, l'ensemble des courbes des niveaux de H inférieures à η_H constituent bien un voisinage de \bar{x} donc \bar{x} est stable par définition.

Le portrait de phase est donné ci-dessous (p. 48).

Question 5 Pour que x_1 vale x_1^* à l'équilibre, il faut que x_2 vale $x_2^* = \frac{\alpha}{\beta}$ et $u^* = x_2^*(\gamma - \delta x_1^*)$.

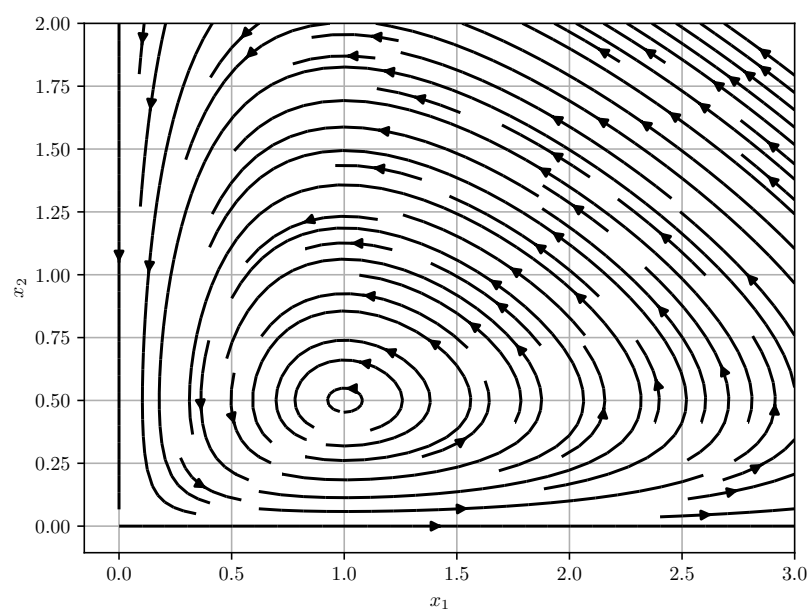


FIGURE 6 – Portrait de phase de l'exercice Cycle Limite II

Question 6 La fonction V est C^1 , à valeurs positives et s'annule si et seulement si $x_1 = x_1^*$ et $x_2 = v(x_1^*) = x_2^*$. C'est donc une fonction de Lyapunov associée à (x_1^*, x_2^*) . Calculons sa dérivée le long des trajectoires.

$$\begin{aligned}\langle \nabla V(x), f(x) \rangle &= -x_1 \lambda_1 (x_1 - x_1^*)^2 - x_1 \beta (x_1 - x_1^*) (x_2 - v_r(x_1)) \\ &\quad + (x_2 - v_r(x_1)) (-x_2 (\gamma - \delta x_1) + u + v_r'(x_1) f_1(x))\end{aligned}$$

L'idée est alors de choisir u afin d'assurer que $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle < 0$ au moins dans un voisinage de l'équilibre. On prend donc par exemple

$$u = -\lambda_2 (x_2 - v_r(x_1)) + x_2 (\gamma - \delta x_1) - \lambda_1 f_1(x) + x_1 \beta (x_1 - x_1^*)$$

avec $\lambda_2 > 0$. Ceci donne

$$\langle \nabla V(x), f(x) \rangle = -x_1 \lambda_1 (x_1 - x_1^*)^2 - \lambda_2 (x_2 - v_r(x_1))^2$$

qui est bien strictement négatif pour $x \neq (x_1^*, x_2^*)$ dans un voisinage où $x_1 > 0$. On en déduit que (x_1^*, x_2^*) est localement asymptotiquement stable. Il ne l'est pas globalement car $(0, x_2^*)$ est aussi point d'équilibre. Mais ce dernier est instable et une étude plus fine pourrait montrer que le bassin d'attraction inclut $\mathbb{R}_{>0} \times \mathbb{R}_{>0}$.

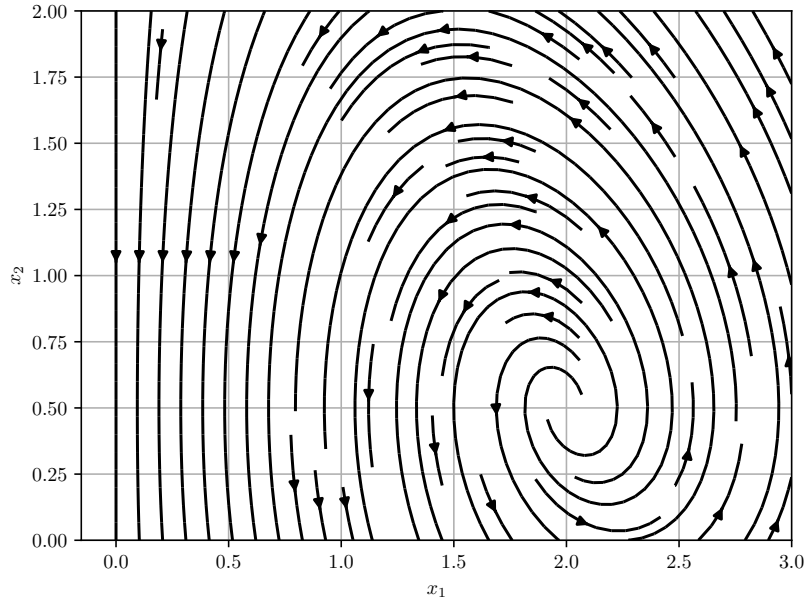


FIGURE 7 – Portrait de phase de l'exercice Cycle Limite II avec l'entrée u choisie pour $x_1^* = 2$ avec $\lambda_1 = \lambda_2 = 1$.

Attractivité locale implique stabilité asymptotique globale pour un système linéaire

Tout d'abord, montrons que l'attractivité locale de 0 implique l'attractivité globale. Ceci est dû à la propriété d'*homogénéité* des systèmes linéaires: si x une solution initialisée à $x_0 \in \mathbb{R}$, alors λx est solution initialisée à λx_0 puisque

$$\lambda x(t) = \lambda e^{At} x_0 = e^{At} (\lambda x_0) .$$

Donc soit $\eta > 0$ tel que toute solution initialisée dans $B(0, \eta)$ converge vers 0. Soit x une solution initialisée à $x_0 \in \mathbb{R}$. Alors λx avec $\lambda < \eta/|x_0|$ est solution initialisée dans $B(0, \eta)$ et converge vers 0. Donc x converge vers 0.

Maintenant, montrons la stabilité. Soit $\varepsilon > 0$. Notons $(x_i)_{i=1\dots n}$ une base orthonormale de \mathbb{R}^n . Soit alors $M > 0$ tel que

$$|e^{At} x_i| \leq M \quad \forall t \in \mathbb{R}_{\geq 0} \quad \forall i \in \{1, \dots, n\}$$

qui existe bien puisque toutes les solutions convergent vers 0 et n est fini. Soit maintenant $\eta > 0$. Pour tout $x_0 \in B(0, \eta)$ dont la décomposition dans la base s'écrit

$$x_0 = \sum_{i=1}^n \alpha_i x_i$$

on a $|\alpha_i| \leq \eta$ et donc pour tout $t \in \mathbb{R}_{\geq 0}$,

$$|e^{At} x_0| \leq \left| \sum_{i=1}^n e^{At} \alpha_i x_i \right| \leq n \eta M$$

On conclut que pour des conditions initiales suffisamment petites ($\eta < \frac{\varepsilon}{nM}$), les solutions restent inférieures à ε en norme. Donc le système est stable.

Stabilisation d'une chaîne d'intégrateurs

La dynamique du système est de la forme $\dot{x} = f(x, u)$.

Question 1 Pour que x^* soit point d'équilibre avec la commande u^* , il faut $f(x^*, u^*) = 0$, soit $x_2^* = x_3^* = \dots = x_n^* = 0$ et $u^* = -\phi(x_1^*, 0, \dots, 0)$.

Question 2 L'idée est de se placer autour de x^* et donc considérer l'erreur $e = x - x^*$ que l'on souhaite stabiliser à 0. On constate alors que

$$\begin{aligned} \dot{e}_1 &= e_2 \\ \dot{e}_2 &= e_3 \\ &\vdots \\ \dot{e}_{n-1} &= e_n \\ \dot{e}_n &= \phi(x) + u(t) \end{aligned}$$

Si l'on mesure $x(t)$, on peut prendre

$$u(t) = -\phi(x(t)) - k_1 e_1(t) - k_2 e_2(t) - \dots - k_n e_n(t)$$

ce qui donne

$$\dot{e} = Ae$$

avec A de la forme

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 1 & 0 \\ 0 & & & 0 & 1 \\ -k_1 & -k_2 & \dots & \dots & -k_n \end{pmatrix}$$

qui admet pour polynôme caractéristique

$$s^n + k_1 s^{n-1} + \dots + k_2 s + k_1 .$$

Il suffit donc de choisir les coefficients k_i tels que ce polynôme ait ses racines à partie réelle strictement négative pour que $e = 0$ soit globalement asymptotiquement stable. En d'autres termes, on prend

$$u(t) = -\phi(x(t)) - k_1(x_1(t) - x_1^*) - k_2 x_2(t) - \dots - k_n x_n(t)$$

c'est-à-dire on corrige le système en fonction de la distance à x^* . Il s'agit d'un feedback, ou retour d'état en français.

Question 3 Si l'on voulait stabiliser une trajectoire $t \mapsto x_r(t)$, il faudrait d'abord que cette trajectoire soit admissible, c'est-à-dire, qu'elle soit solution de $\dot{x}_r = f(x_r, u_r)$ pour une certaine commande de référence u_r . Dans ce cas, on remarque que $e = x - x_r$ vérifie

$$\begin{aligned} \dot{e}_1 &= e_2 \\ \dot{e}_2 &= e_3 \\ &\vdots \\ \dot{e}_{n-1} &= e_n \\ \dot{e}_n &= \phi(x) + u(t) - \dot{x}_{r,n} \end{aligned}$$

et donc similairement, on prendrait

$$u(t) = \dot{x}_{r,n} - \phi(x(t)) - k_1(x_1(t) - x_{r,1}(t)) - k_2(x_2(t) - x_{r,2}(t)) - \dots - k_n(x_n(t) - x_{r,n}(t)) .$$

Annexes

Preuve du théorème de Peano-Arzelà (Hors-programme)

Cette preuve repose sur le théorème d'Ascoli :

Soient X un espace métrique compact, Y un espace métrique complet, et $S \subset C(X, Y)$, où $C(X, Y)$ est l'ensemble des fonctions continues de X dans Y . Les deux propriétés suivantes sont équivalentes :

1. S est *relativement compact* dans $C(X, Y)$
2. S est *équicontinu* et pour tout $x \in X$, $\{f(x) , f \in S\}$ est *relativement compacte* dans Y .

On dit qu'un ensemble est *relativement compact* si son adhérence est compacte. En dimension finie, vue que "compact" est équivalent à "fermé-borné" et que l'adhérence est fermée par définition, "relativement compact" est équivalent à "borné". Mais ce n'est pas le cas en dimension infinie (en particulier $C(X, Y)$) où "relativement compact" est alors équivalent au fait de pouvoir extraire des suites convergentes dans l'adhérence de l'ensemble.

Ici, puisque X est compact et Y complet, on peut montrer que $C(X, Y)$ muni de la norme uniforme $\| \cdot \|_\infty$ est complet, donc fermé. Il s'ensuit que " S est relativement compact dans $C(X, Y)$ " implique pouvoir extraire de toute suite de S une sous-suite convergente dans $C(X, Y)$ (au sens de $\| \cdot \|_\infty$). C'est ce que nous allons utiliser pour prouver l'existence d'une solution au problème de Cauchy.

Maintenant, le deuxième terme nécessitant des explications est l'*équicontinuité* de S . Cette notion veut simplement dire que les fonctions dans S sont toutes continues *au même rythme*, i.e., plus précisément,

$$\forall \varepsilon > 0 \exists \delta , \quad d_X(x_a, x_b) \leq \delta \implies \forall f \in S , \quad d_Y(f(x_a), f(x_b)) \leq \varepsilon ,$$

où d_X et d_Y sont les distances sur X et Y respectivement.

Revenons maintenant à nos moutons. On suppose donc f continue sur $J \times X$ et on veut montrer que $S_f(t_0, x_0) \neq \emptyset$. Soient d'abord $\tau > 0$ et $r > 0$, tels que $\mathcal{C} := [t_0 - \tau, t_0 + \tau] \times \overline{B}(x_0, r) \subset J \times X$. Soit $\tau_m \in]0, \tau]$ tel que $\tau_m \max_{\mathcal{C}} \|f\| \leq r$. On va montrer l'existence d'une solution définie par sa forme intégrale

$$x(t) = x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x(s)) ds$$

sur $[t_0, t_0 + \tau_m]$ et la preuve sur $[t_0 - \tau_m, t_0]$ se fait de la même façon.

L'idée est d'approximer de plus en plus finement la forme intégrale et montrer que ce procédé converge. On définit donc pour $\epsilon \in]0, 1[$ la fonction

$$\begin{aligned} x_\epsilon(t) &= x_0 & \forall t \in [t_0 - 1, t_0] \\ &= x_0 + \int_{t_0}^t f(s, x_\epsilon(s - \epsilon)) ds & \forall t \in [t_0, t_0 + \tau_m] \end{aligned}$$

Ces fonctions sont définies et continues sur $[t_0 - 1, t_0]$. Puis sur $[t_0, t_0 + \epsilon] \cap [t_0, t_0 + \tau_m]$, on voit que l'intégrale ne dépend que de x_ϵ sur $[t_0 - 1, t_0]$, donc elle est toujours bien définie et continue. De proche en proche, x_ϵ est donc bien

définie et continue sur $[t_0 - 1, t_0 + \tau_m]$. En fait, ϵ représente un petit retard introduit dans l'intégrale pour la rendre explicite. Si l'on arrive à montrer que ces fonctions convergent vers une fonction continue lorsque ϵ tend vers 0, cette limite sera solution de l'équation intégrale sur $[t_0, t_0 + \tau_m]$ et sera donc solution.

La première étape est de montrer de proche en proche, grâce au retard, que $x_\epsilon(t) \in \overline{B}(x_0, r)$ pour tout $t \in [t_0 - 1, t_0 + \tau_m]$ puisque $\tau_m \max_{\mathcal{C}} \|f\| \leq r$. Donc

$$\forall \epsilon \in]0, 1[, x_\epsilon \in E := C([t_0 - 1, t_0 + \tau_m], \overline{B}(x_0, r)) .$$

De plus, pour tout $\epsilon \in]0, 1[$ et pour tout $(t, t') \in [t_0 - 1, t_0 + \tau_m]^2$,

$$\|x_\epsilon(t) - x_\epsilon(t')\| \leq \max_{\mathcal{C}} \|f\| |t - t'|$$

donc la famille $S := \{x_\epsilon, \epsilon \in]0, 1[\}$ est équicontinue. De plus, vu que leur image est bornée dans $\overline{B}(x_0, r)$ de dimension finie, elle est bien relativement compacte. Le théorème d'Ascoli nous dit alors que S est relativement compacte dans E . Il existe donc une sous suite x_{ϵ_k} telle que $\lim_{k \rightarrow +\infty} \epsilon_k = 0$ et $\lim_{k \rightarrow +\infty} x_{\epsilon_k} = x^* \in E$ au sens de la norme uniforme $\|\cdot\|$. Par uniforme continuité de f sur le compact \mathcal{C} , on en déduit alors que pour tout $s \in [t_0, t_0 + \tau_m]$, $\lim_{k \rightarrow +\infty} f(s, x_{\epsilon_k}(s - \epsilon_k)) = f(s, x^*(s))$ et donc que x^* est bien solution de l'équation intégrale, ce qui donne le résultat.

Preuve du théorème du domaine maximal d'existence

Soit $x : I \rightarrow \mathbb{R}^n$ une solution maximale dans $S_f(t_0, x_0)$. Par définition, I est un intervalle contenant t_0 . Soient $t_m^+ = \sup I$ et $t_m^- = \inf I$. Supposons $t_m^+ \in I$ et dénotons $(t_1, x_1) = (t_m^+, x(t_m^+))$. Toujours par définition, $(t_1, x_1) \in J \times X$, donc par le théorème de Peano (p. 9) il existe $\tau > 0$ et $x' : [t_m^+ - \tau, t_m^+ + \tau] \rightarrow \mathbb{R}^n$ dans $S_f(t_1, x_1)$. Considérons $\tilde{I} = I \cup [t_m^+, t_m^+ + \tau]$, et $\tilde{x} : \tilde{I} \rightarrow \mathbb{R}^n$ définie par

$$\tilde{x}(t) = \begin{cases} x(t) & \text{si } t \in I \\ x'(t) & \text{si } t > t_m^+ \end{cases}$$

\tilde{x} est bien continue et à valeurs dans $J \times X$ sur \tilde{I} . De plus, elle est de classe C^1 sur $\overset{\circ}{\tilde{I}} \setminus \{t_m^+\}$ telle que $\dot{\tilde{x}}(t) = f(t, \tilde{x}(t))$ pour tout $t \in \overset{\circ}{\tilde{I}} \setminus \{t_m^+\}$. Par continuité de \tilde{x} en t_m^+ et de f en (t_1, x_1) , on en déduit que \tilde{x} est bien C^1 sur $\overset{\circ}{\tilde{I}}$. Donc $\tilde{x} \in S_f(t_0, x_0)$, ce qui contredit la maximalité de x car $I \subsetneq \tilde{I}$. On conclut donc que $t_m^+ \notin I$ et de même $t_m^- \notin I$. Donc I est ouvert.

Supposons t_m^+ fini. Montrons qu'alors lorsque t tend vers t_m^+ , soit $x(t)$ diverge, soit $(t, x(t))$ tend vers la frontière de $J \times X$. La propriété se montre de manière similaire en t_m^- . Pour cela, nous allons montrer que lorsque t se rapproche de t_m^+ , $(t, x(t))$ finit par sortir définitivement de tout sous-ensemble K compact de $J \times X$. Soit donc K compact (donc fermé et borné) de $J \times X$.

Supposons d'abord qu'il existe τ tel que $(t, x(t)) \in K$ pour tout $t \in [\tau, t_m^+]$. Puisque f est continue, $\|f(t, x)\|$ est borné disons par M sur K . Donc pour toute

suite (t_k) d'éléments de $[\tau, t_m^+[$ tendant vers t_m^+ , par la représentation intégrale des solutions,

$$\|x(t_{k+p}) - x(t_k)\| \leq \int_{t_k}^{t_{k+p}} \|f(s, x(s))\| ds \leq M(t_{k+p} - t_k) .$$

Donc la suite $(x(t_k))$ est de Cauchy et donc aussi la suite $(t_k, x(t_k))$ dans K . Puisque K est un sous-ensemble fermé de $\mathbb{R} \times \mathbb{R}^n$ complet, il est complet. Donc $(t_k, x(t_k))$ converge vers $(t_m^+, \bar{x}) \in K \subset J \times X$. Donc x peut-être prolongée par continuité en une solution sur $]t_m^-, t_m^+]$, ce qui est impossible par maximalité. Donc $(t, x(t))$ sort de manière persistente de K .

Supposons maintenant que $(t, x(t))$ entre aussi de manière persistente dans K , i.e.,

$$\forall t_K \in [t_0, t_m^+[, \exists t \in [t_K, t_m^+[: (t, x(t)) \in K$$

Alors il existe une suite $(t_p)_{p \in \mathbb{N}}$ telle que

$$t_m^+ - \frac{1}{p} \leq t_p < t_m^+ \quad \text{et} \quad (t_p, x(t_p)) \in K \quad \forall p \in \mathbb{N}$$

On a donc $\lim_{p \rightarrow +\infty} t_p = t_m^+$, et par compacité de K , on peut extraire de $(t_p, x(t_p))_{p \in \mathbb{N}}$ une sous-suite qui converge vers $(t_m^+, \bar{x}) \in K$. Pour simplifier les notations, on suppose donc directement $\lim_{p \rightarrow +\infty} x(t_p) = \bar{x}$.

Notons $\xi = (t_m^+, \bar{x})$. Soit $\varepsilon > 0$ tel que $\overline{B}(\xi, 2\varepsilon) \subset J \times X$. Il existe p^* tel que pour tout $p \geq p^*$, $(t_p, x(t_p)) \in \overline{B}(\xi, \varepsilon)$. Mais puisque $\overline{B}(\xi, 2\varepsilon)$ est un sous-ensemble compact de $J \times X$, on sait que $(t, x(t))$ en sort de manière persistente. Donc sans perte de généralité, on peut supposer que pour tout p , il existe $t_p < t'_p < t_{p+1}$ tel que

$$\|(t'_p, x(t'_p)) - \xi\| = 2\varepsilon \quad , \quad (t, x(t)) \in \overline{B}(\xi, 2\varepsilon) \quad \forall t \in [t_p, t'_p] .$$

Soit alors M le maximum de $\|f\|$ sur le fermé borné $\overline{B}(\xi, 2\varepsilon)$. Par la représentation intégrale, et pour p suffisamment grand, on a donc

$$\frac{\varepsilon}{2} \leq \|x(t'_p) - x(t_p)\| \leq \int_{t_p}^{t'_p} \|f(s, x(s))\| ds \leq M(t'_p - t_p) \leq M(t_{p+1} - t_p) .$$

Il s'ensuit que pour p suffisamment grand, $t_{p+1} - t_p \geq \frac{\varepsilon}{2M}$, ce qui est impossible puisque (t_p) tend vers t_m^+ . On peut donc conclure que $(t, x(t))$ sort de manière définitive de tout fermé borné K lorsque t s'approche de t_m^+ .

Stabilité et linéarisé tangent

Soit a un point d'équilibre de f . Définissons

$$\Delta(x) = f(x) - f(a) - J_f(a)(x - a) = f(x) - J_f(a)(x - a) ,$$

puisque $f(a) = 0$. Par la définition de la différentiabilité de f , il existe $\varepsilon > 0$ et une fonction $\delta : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ tels que $\lim_{x \rightarrow a} \delta(x) = 0$ et

$$\Delta(x) = \delta(x)\|x - a\| \quad \forall x \in B(a, \varepsilon) .$$

La preuve repose ensuite sur le lemme suivant dû à Lyapunov :

Pour toute matrice $A \in \mathbb{R}^{n \times n}$ à valeurs propres à parties réelles strictement négatives, et pour toute matrice symétrique définie positive $Q \in \mathbb{R}^{n \times n}$, il existe une (unique) matrice symétrique définie positive $P \in \mathbb{R}^{n \times n}$ telle que

$$A^\top P + PA = -Q .$$

En effet, la solution est alors donnée par $P = \int_0^{+\infty} (e^{As})^\top Q e^{As} ds$.

Supposons donc que $J_f(a)$ ait ses valeurs propres à partie réelle strictement négative. Il existe alors $P = P^\top > 0$ telle que

$$J_f(a)^\top P + PJ_f(a) = -I .$$

Considérons alors $V(x) = (x - a)^\top P(x - a)$ qui est bien positive, et nulle seulement pour $x = a$. Pour tout $x \in B(a, \varepsilon)$,

$$\begin{aligned} \langle \nabla V(x), f(x) \rangle &= (x - a)^\top Pf(x) + f(x)^\top P(x - a) \\ &= (x - a)^\top (J_f(a)^\top P + PJ_f(a)) (x - a) + 2(x - a)^\top P\Delta(x) \\ &\leq -\|x - a\|^2 + 2\|x - a\| \|P\| \|\Delta(x)\| \\ &\leq -\|x - a\|^2 (1 - 2\|P\| \|\delta(x)\|) \end{aligned}$$

Donc $\langle \nabla V(x), f(x) \rangle < 0$ pour tout $x \in B(a, \epsilon')$ avec $\epsilon' < \epsilon$ suffisamment petit tel que

$$\|\delta(x)\| \leq \frac{1}{2\|P\|} \quad \forall x \in B(a, \epsilon') .$$

D'après le théorème de Lyapunov, a est donc localement asymptotiquement stable.

Références

- Bacciotti, A., and L. Rosier. 2005. *Lyapunov Functions and Stability in Control Theory*. 2nd ed. Communications and Control Engineering Series. Springer-Verlag, Berlin.
- Filippov, A. F. 1988. *Differential Equations with Discontinuous Right-Hand Sides*. Mathematics and its Applications Kluwer Academic Publishers Group.
- Hale, J. K. 2009. *Ordinary Differential Equations*. Dover Publication Inc.

- Holmes, P., and D. Rand. 1978. "Bifurcations of the Forced van Der Pol Oscillator." *Quarterly of Applied Mathematics* 35: 495–509.
- Lyapunov, A. 1892. "The general problem of the stability of motion." Kharkov Mathematical Society.
- Moigno. 1844. "26ème Leçon." In *Leçons de Calcul Différentiel et Intégral, Rédigées Principalement d'après Les Méthodes de M. A.-L. Cauchy, et étendues Aux Travaux Les Plus Récents Des Géomètres*, pages 385–96. Bachelier, Imprimeur-Libraire de l'Ecole Polytechnique. <https://books.google.fr/books?id=booAAAAAMAAJ&pg=PA385#v=onepage&q&f=false>.
- Poincaré, H. 1892. *Les Méthodes Nouvelles de La Mécanique Céleste*. Gauthier-Villars, Imprimeur-Libraire de l'Ecole Polytechnique. <https://iris.univ-lille.fr/handle/1908/3851>.
- Sussman, G. J., and J. Wisdom. 1992. "Chaotic Evolution of the Solar System." *Science*, 1992.