




CÁLCULO VETORIAL

INTEGRAIS MÚLTIPLAS, DE LINHA E DE SUPERFÍCIE

raphael.tinarrage@fgv.br
<https://raphaeltinarrage.github.io/>

Página web do curso. Informações sobre a agenda e os deveres de casa podem ser encontradas em <https://raphaeltinarrage.github.io/EMApCalculoVetorial.html>









Conteúdo para avaliação. As seções marcadas com o símbolo  (veja o conteúdo detalhado na página 2) não serão cobradas nas provas; elas são fornecidas apenas como material didático complementar.

Bibliografia.			
Integral 1D	[Pin10, MHB11]	[Spi06, PCJ12]	[Gou20]
Integral 2D & 3D	[PM09, SR17, CB22]	[MT12]	
Para ir além		[KKS04, Gri13]	[Mas16]

Conteúdo

1	Integrais 1D - Lembrete de integração	4
2	Campos vetoriais - Definição e campos de gradiente	21
3	Campos vetoriais - Rotacional e divergente	33
4	Integral curvilínea - Elementos de geometria diferencial das curvas	43
5	Integral curvilínea de campos escalares ou vetoriais	52
A	Notações e convenções	61
B	Indicações para os exercícios	62
C	Testes para casa	71
D	Referências	74

Conteúdo detalhado

1	Integrais 1D - Lembrete de integração	4
1.1	Integral de Riemann	4
1.1.1	Somas de Riemann	4
1.1.2	Somas de Darboux	7
1.1.3	Propriedades fundamentais	8
1.1.4	Passagem ao limite sob o sinal de integral	9
1.2	Técnicas de integração e integral imprópria	10
1.2.1	Integração via primitiva	10
1.2.2	Integração por substituição	11
1.2.3	Integração por partes	11
1.2.4	Integral imprópria 	12
1.3	Outras integrais 	13
1.3.1	Integral de Lebesgue	14
1.3.2	Integral de Henstock-Kurzweil	16
1.4	Exercícios	19
1.4.1	Integrais definidas	19
1.4.2	Integrais impróprias 	20
1.4.3	Limites de integrais 	21
2	Campos vetoriais - Definição e campos de gradiente	21
2.1	Lembrete sobre diferenciais	21
2.1.1	Estrutura euclidiana	21
2.1.2	Diferenciabilidade	22
2.1.3	O gradiente	24
2.2	Campos vetoriais	25
2.2.1	Definição	25
2.2.2	Problema de Cauchy 	27
2.3	Campos de gradiente	29
2.3.1	Definição	29
2.3.2	Campos conservativos	30
2.4	Exercícios	31
2.4.1	Diferenciais	31
2.4.2	Curvas integrais e potenciais	32
3	Campos vetoriais - Rotacional e divergente	33
3.1	Lembrete de diferenciação de ordem superior	33
3.1.1	Diferencial segunda	33
3.1.2	Diferenciabilidade infinita	34
3.2	O rotacional	35
3.2.1	Definição em \mathbb{R}^3 e propriedades elementares	35
3.2.2	Definição em \mathbb{R}^2 e interpretação dinâmica 	36
3.2.3	Rotacional de campos conservativos	38
3.3	O divergente	39
3.3.1	Definição e propriedades elementares	39
3.3.2	Divergente de campos rotacionais 	40
3.4	Exercícios	41
3.4.1	Rotacional e divergente	41
3.4.2	Eletrostática 	42

4	Integral curvilínea - Elementos de geometria diferencial das curvas	43
4.1	Curvas parametrizadas	43
4.1.1	Definição e velocidade	43
4.1.2	Reparametrizações e comprimento de arco	46
4.1.3	Comprimento das curvas	47
4.2	Curvas planas	49
4.2.1	Curvas de Jordan	49
4.2.2	Determinação do ângulo e número de voltas 🚀	49
4.3	Exercícios	51
5	Integral curvilínea de campos escalares ou vetoriais	52
5.1	Integral curvilínea de um campo escalar	52
5.1.1	Curvas e parametrizações	52
5.1.2	Definição de integral curvilínea de campos escalares	53
5.2	Integral curvilínea de um campo vetorial	55
5.2.1	Curvas orientadas e parametrizações	55
5.2.2	Definição de integral curvilínea de campos vetoriais	57
5.3	Exercícios	60
A	Notações e convenções	61
B	Indicações para os exercícios	62
B.1	Exercícios da seção 1	62
B.2	Exercícios da seção 2	66
B.3	Exercícios da seção 3	67
B.4	Exercícios da seção 4	69
C	Testes para casa	71
C.1	Primeiro teste - prazo 27/03/2024	71
D	Referências	74

1 Integrais 1D - Lembrete de integração



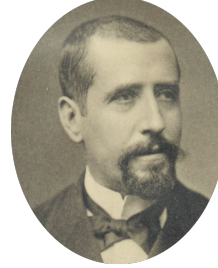
Augustin-Louis Cauchy
1789 – 1857



Peter G. L. Dirichlet
1805 – 1859



Bernhard Riemann
1826 – 1866



Jean-Gaston Darboux
1842 – 1917



Cesare Arzelà
1847 – 1912



Henri Lebesgue
1875 – 1941



Pierre J. L. Fatou
1878 – 1929



Oskar Perron
1880 – 1975



Arnaud Denjoy
1884 – 1974



Edward J. McShane
1904 – 1989



Ralph Henstock
1923 – 2007



Jaroslav Kurzweil
1926 – 2022

1.1 Integral de Riemann

Em livros de cálculo, define-se a integral de Riemann a partir de *somas de Riemann* (e de Darboux) [KKS04, Spi06, Pin10, PCJ12], a partir de *primitivas* [MHB11] ou de *funções simples* [Gou20]. Começaremos com o primeiro ponto de vista, deduzindo logo o segundo (teorema fundamental do cálculo). O terceiro ponto de vista é melhor compreendido no contexto da integral de Lebesgue, que estudaremos no final desta seção.

1.1.1 Somas de Riemann

Sejam $a, b \in \mathbb{R}$ tal que $a < b$, e $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ uma função numérica (não se supõe que seja contínua). Por *integral de f* , entendemos a área do subconjunto do plano \mathbb{R}^2 contido entre o segmento $[a, b]$ e o gráfico $f([a, b]) = \{f(x) \mid x \in [a, b]\}$. Na teoria da integral de Riemann, esta é obtida por meio de aproximações sucessivas com retângulos (veja a figura 1). Para tanto, definimos uma **partição** de $[a, b]$ como um conjunto de intervalos

$$\mathcal{P} = \{[t_i, t_{i+1}] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$$

onde n é um número inteiro, $t_1 = a$, $t_{n+1} = b$, e $t_i \leq t_{i+1}$ para todo $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$. Também definimos uma **partição pontilhada** como um conjunto de pares

$$\mathcal{P}_p = \{(x_i, [t_i, t_{i+1}]) \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$$

onde $\{[t_i, t_{i+1}] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ define uma partição de $[a, b]$, e $x_i \in [t_i, t_{i+1}]$ para $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$.

Definição 1.1. A soma de Riemann de uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ para uma partição pontilhada $\mathcal{P}_p = \{(x_i, [t_i, t_{i+1}]) \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ é definida como

$$S(f, \mathcal{P}_p) = \sum_{i=1}^n f(x_i)(t_{i+1} - t_i).$$

Espera-se que quanto mais “fina” a partição, melhor a aproximação da área. Isto é formalizado da seguinte forma. Seja $\epsilon > 0$ um número real. Dizemos que uma partição $\mathcal{P} = \{[t_i, t_{i+1}] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ é **ϵ -fina** se $t_{i+1} - t_i \leq \epsilon$ para todo $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$. Similarmente, uma partição pontilhada \mathcal{P}_p é dita ϵ -fina se a partição \mathcal{P} subjacente for. No limite, obtém-se a definição original da integral de Riemann.

Definição 1.2. Dizemos que uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ é **Riemann-integrável**, ou simplesmente **integrável**, se existe um número real $\ell \in \mathbb{R}$ tal que para todo $\epsilon > 0$, existe um $\eta > 0$ tal que para toda partição pontilhada \mathcal{P}_p η -fina, temos

$$|S(f, \mathcal{P}_p) - \ell| < \epsilon.$$

Neste caso, o valor ℓ é único, é chamado de **integral** de f e é denotado $\int f$.

Notação 1.3. Se quisermos explicitar o intervalo de integração, escreveremos $\int_a^b f$ no lugar de $\int f$. A propósito, se f é integrável, então mostra-se que por todo intervalo $[x, y] \subset [a, b]$, a restrição de f a $[x, y]$, denotada $f|_{[x, y]}$, também é integrável. Denotaremos sua integral $\int_x^y f$. Além disso, se quisermos explicitar a variável de integração, escreveremos $\int_a^b f(x) dx$. Por exemplo, poderemos escrever $\int_a^b (x^2 + x + 1) dx$.

Como consequência da definição, se f for integrável, então obtém-se a integral como o limite das somas de Riemann por *qualquer* sequência de partições pontilhadas η -finas com η indo para 0. Por exemplo, pode-se usar a *n-subdivisão regular* de $[a, b]$:

$$\mathcal{P} = \left\{ \left[a + (i-1) \cdot \frac{b-a}{n}, a + i \cdot \frac{b-a}{n} \right] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket \right\}, \quad (1)$$

e escolher, em cada um desses intervalos, o ponto x_i como sendo o meio do intervalo. Porém, a definição exige que o limite valha para *toda sequência* de partições pontilhadas. Exceto pelos exemplos simples a seguir, essa definição de integrabilidade é imprática, e preferiremos a baseada nas somas de Darboux (apresentada na seção 1.1.2), ou, melhor ainda, usando o arsenal clássico de técnicas de integração coletadas na seção 1.2.

Observação 1.4. Na verdade, podemos restringir a definição 1.2 apenas a partições regulares, como na equação (1) (veja [Ton01] para uma prova). Isso é feito de forma implícita em vários livros de cálculo, como [SR17]. Porém, não podemos restringir a partições regulares pontilhadas com o ponto médio (ou o ponto à esquerda, ou à direita, do intervalo). De fato, certas funções não Riemann-integráveis se tornariam integráveis para essa nova definição — um exemplo sendo a indicadora dos racionais, no exemplo 1.9.

Observação 1.5. Antes de Riemann, Cauchy já havia dado uma definição da integral semelhante à 1.2, com a diferença de que os pontos das partições eram escolhidos como *o ponto à esquerda* dos intervalos. Isto é, só considerava partições pontilhadas da forma

$$\mathcal{P}_p = \{(t_i, [t_i, t_{i+1}]) \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}.$$

Enfatizamos o fato de que ele considerava todas as partições, não apenas as regulares. Mostra-se então que a definição de Riemann e a de Cauchy são equivalentes, no caso de funções contínuas [Gil15], ou mais geralmente de funções limitadas [KPR62]. Porém, fora estes casos, podemos construir funções Cauchy-integráveis mas não Riemann-integráveis. Um exemplo é dado pela função $x \mapsto 1/\sqrt{1-x}$ sobre $[0, 1]$ (veja o exemplo 1.10).

Exemplo 1.6 (Função constante). Seja $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ a função constante igual a 1. Por qualquer partição pontilhada $\mathcal{P}_p = \{(x_i, [t_i, t_{i+1}]) \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$, temos

$$S(f, \mathcal{P}_p) = \sum_{i=1}^n f(x_i)(t_{i+1} - t_i) = \sum_{i=1}^n 1 \cdot (t_{i+1} - t_i) = \underbrace{t_{n+1}}_b - \underbrace{t_1}_a = b - a.$$

Como o cálculo não depende da partição escolhida, f é Riemann-integrável, e $\int f = b - a$.

Exemplo 1.7 (Indicadora de um intervalo semiaberto). Seja $f = \chi_{[a,b)}: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ a função indicadora de $[a, b)$, i.e., $f(x) = 1$ se $x \in [a, b)$ e $f(b) = 0$. Observemos que ela não é contínua. Contudo, ela é integrável. Com efeito, por qualquer partição pontilhada, e reproduzindo o cálculo acima, obtemos

$$S(f, \mathcal{P}_p) = t_n - t_1 \quad \text{ou} \quad t_{n+1} - t_1,$$

dependendo se $x_n = b$ ou não. Em ambos os casos, se \mathcal{P} é ϵ -fina, temos

$$|S(f, \mathcal{P}_p) - (b - a)| \leq \epsilon.$$

Deduzimos que f é integrável e $\int f = b - a$.

Exemplo 1.8 (Função identidade). Seja $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ a função identidade, i.e., $f(x) = x$. Por qualquer partição pontilhada $\mathcal{P}_p = \{(x_i, [t_i, t_{i+1}]) \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$, temos

$$S(f, \mathcal{P}_p) = \sum_{i=1}^n f(x_i)(t_{i+1} - t_i) = \sum_{i=1}^n x_i \cdot (t_{i+1} - t_i).$$

Introduzimos agora a soma auxiliar

$$S^* = \sum_{i=1}^n \frac{t_{i+1} + t_i}{2} (t_{i+1} - t_i).$$

Por um lado, um cálculo telescópico mostra que

$$S^* = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (t_{i+1} + t_i)(t_{i+1} - t_i) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (t_{i+1}^2 - t_i^2) = \frac{1}{2} (b - a)^2.$$

Por outro lado, se \mathcal{P} for ϵ -fina, vale

$$|S^* - S(f, \mathcal{P}_p)| \leq \left| \sum_{i=1}^n \left(\frac{t_{i+1} + t_i}{2} - x_i \right) (t_{i+1} - t_i) \right| \leq \sum_{i=1}^n \frac{\epsilon}{2} (t_{i+1} - t_i) = \frac{\epsilon}{2} (b - a)$$

pois $x_i \in [t_i, t_{i+1}]$. Deduzimos a desigualdade

$$\left| S(f, \mathcal{P}_p) - \frac{1}{2}(b-a)^2 \right| \leq \frac{\epsilon}{2}(b-a)^2 \xrightarrow{\epsilon \rightarrow 0} 0.$$

Logo, f é Riemann-integrável e sua integral vale $\frac{1}{2}(b-a)^2$.

Exemplo 1.9 (Função de Dirichlet). Seja $f = \chi_{\mathbb{Q}}: [0, 1] \rightarrow \mathbb{R}$ a função indicadora dos racionais sobre $[0, 1]$, isto é, $f(x) = 1$ se x é racional e $f(x) = 0$ se não. Ela não é Riemann-integrável. Com efeito, por *qualquer* partição $\mathcal{P} = \{[t_i, t_{i+1}] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ de $[0, 1]$, podemos definir duas partições pontilhadas \mathcal{P}_p e \mathcal{P}'_p tal que

$$S(f, \mathcal{P}_p) = 0 \quad \text{e} \quad S(f, \mathcal{P}'_p) = 1.$$

Elas são obtidas respectivamente escolhendo em cada intervalo $[t_i, t_{i+1}]$ um ponto x_i racional ou irracional — lembremos que os racionais são densos em \mathbb{R} . Vale mencionar que essa função, embora não seja integrável no sentido de Riemann, é no sentido de Lebesgue e de Henstock-Kurzweil (consulte a seção 1.3).

Exemplo 1.10. Seja $f: [0, 1] \rightarrow \mathbb{R}$ definida por $f(0) = 0$ e $f(x) = 1/\sqrt{x}$ se $x > 0$. Pelo fato de ser ilimitada, pode-se mostrar que ela não é Riemann-integrável. De fato, por qualquer partição $\mathcal{P} = \{[t_i, t_{i+1}] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ de $[0, 1]$, existe um intervalo $[t_i, t_{i+1}]$ onde f é ilimitada. Escolhendo nesse intervalo um ponto x_i tal que $f(x_i)$ é arbitrariamente grande, obtemos uma soma de Riemann arbitrariamente grande, que portanto não admite limite. De modo geral, mostra-se que *uma função Riemann-integrável tem que ser limitada*. Porém, é interessante observar que as integrais restritas $\int_{\epsilon}^1 f$, por $\epsilon \in (0, 1]$, existem e valem $2(1 - \sqrt{\epsilon})$. Em particular, temos o limite

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{\epsilon}^1 f = 2.$$

Este limite é chamado de *integral imprópria* (veja a seção 1.2.4). Como no exemplo anterior, mencionamos que f é integrável no sentido de Lebesgue e de Henstock-Kurzweil.

1.1.2 Somas de Darboux

Para pontilhar uma partição, os “piores” pontos que pode-se escolher são os que atingem o mínimo e o máximo da função em cada intervalo. Esta é a ideia de Darboux.

Definição 1.11. As **somas inferior e superior de Darboux** de uma função limitada $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ em relação a uma partição (não-pontilhada) $\mathcal{P} = \{[t_i, t_{i+1}] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ são

$$S_{\inf}(f, \mathcal{P}) = \sum_{i=1}^n \inf\{f(x) \mid x \in [t_i, t_{i+1}]\} \cdot (t_{i+1} - t_i)$$

e

$$S_{\sup}(f, \mathcal{P}) = \sum_{i=1}^n \sup\{f(x) \mid x \in [t_i, t_{i+1}]\} \cdot (t_{i+1} - t_i).$$

Claramente, por toda partição pontilhada \mathcal{P}_p cuja partição subjacente é \mathcal{P} , temos

$$S_{\inf}(f, \mathcal{P}) \leq S(f, \mathcal{P}_p) \leq S_{\sup}(f, \mathcal{P}).$$

Além disso, se \mathcal{P}' é um *refinamento* de \mathcal{P} — i.e., uma partição cujos intervalos estão contidos nos de \mathcal{P} — então

$$S_{\inf}(f, \mathcal{P}') \geq S_{\inf}(f, \mathcal{P}) \quad \text{e} \quad S_{\sup}(f, \mathcal{P}') \leq S_{\sup}(f, \mathcal{P}).$$

Os “valores limites” destas somas têm nome.

Definição 1.12. As integrais inferior e superior de Darboux de f são

$$S_{\inf}(f) = \sup \{ S_{\inf}(f, \mathcal{P}) \mid \mathcal{P} \text{ partição de } [a, b] \}$$

e

$$S_{\sup}(f) = \inf \{ S_{\sup}(f, \mathcal{P}) \mid \mathcal{P} \text{ partição de } [a, b] \}.$$

Quando estes valores coincidem, dizemos que f é **Darboux-integrável**, e definimos a sua integral como este valor.

Teorema 1.13. *Uma função limitada $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ é Riemann-integrável se e somente se ela é Darboux-integrável. Neste caso, as integrais coincidem.*

1.1.3 Propriedades fundamentais

Da formulação de Darboux deduzem-se convenientemente as principais propriedades da integral de Riemann. Recomendamos que o leitor consulte as provas em [Spi06, §§ 13-14].

Teorema 1.14 (Linearidade). *Sejam $f, g: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integráveis e $c \in \mathbb{R}$. Então $f + cg$ é Riemann-integrável e*

$$\int (f + cg) = \int f + c \int g.$$

Teorema 1.15 (Positividade & monotonicidade). *Seja $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrável e não negativa. Então*

$$\int f \geq 0.$$

Como corolário, se $f, g: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ são Riemann-integráveis e $f \leq g$, vale

$$\int f \leq \int g.$$

Teorema 1.16 (Integrabilidade absoluta). *Seja $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrável. Então $|f|$ é Riemann-integrável, e*

$$\left| \int f \right| \leq \int |f|.$$

Teorema 1.17 (Aditividade). *Sejam $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrável e $c \in (a, b)$. Então f é Riemann-integrável em $[a, c]$ e $[c, b]$, e*

$$\int_a^b f = \int_a^c f + \int_c^b f.$$

Teorema 1.18 (Teorema fundamental do cálculo). *Se $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ é contínua, então ela é Riemann-integrável. Além disso, a função*

$$F: [a, b] \longrightarrow \mathbb{R}$$

$$x \longmapsto \int_a^x f$$

é continuamente derivável e $F' = f$.

Como corolário, se $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ é contínua e $F: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ é uma primitiva de f (i.e., F derivável e $F' = f$), então

$$\int_a^b f = F(b) - F(a).$$

O próximo teorema é uma generalização deste resultado (F' pode não ser contínua).

Teorema 1.19 (Segundo teorema fundamental do cálculo). *Seja $F: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ derivável. Se F' é Riemann-integrável, então*

$$\int_a^b F' = F(b) - F(a).$$

Notação 1.20. Neste documento, usaremos os colchetes $[F]_a^b$, ou a barra vertical $F|_a^b$, para denotar $F(b) - F(a)$ (preferiremos a primeira notação para expressões longas).

Observação 1.21 (Critério de integrabilidade de Lebesgue-Vitali). O teorema 1.18 mostra que toda função contínua (em um intervalo compacto $[a, b]$) é Riemann-integrável. No entanto, a classe das funções Riemann-integráveis não se restringe às funções contínuas. Já estudamos no exemplo 1.7 uma função com um ponto de descontinuidade. De modo geral, o teorema de Lebesgue-Vitali garante que uma função limitada é Riemann-integrável se e somente se ela for contínua *quase em todo lugar* — ou seja, o conjunto de pontos de descontinuidade é *de medida zero*, na linguagem da teoria de medida de Lebesgue (veja a seção 1.3.1). Em particular, uma função limitada com um número finito, ou contável, de descontinuidades é Riemann-integrável. Mencionemos que o exemplo 1.9 fornece uma função não Riemann-integrável, de fato, ela admite um número incontável de descontinuidades (ela é contínua em nenhum lugar).

Observação 1.22 (Outra formulação do teorema fundamental do cálculo). De modo mais geral, pode-se perguntar se o resultado a seguir é válido: dado $F: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ derivável, *então a derivada F' é Riemann-integrável e $\int_a^b F' = [F]_a^b$* . Como se vê no seguinte exemplo, está errado. Considere a função $F: [0, 1] \rightarrow \mathbb{R}$ definida por

$$F(x) = \begin{cases} x^2 \cos \frac{\pi}{x^2} & \text{se } x \in (0, 1], \\ 0 & \text{se } x = 0. \end{cases}$$

Ela é derivável, e

$$F'(x) = \begin{cases} 2x \cos \frac{\pi}{x^2} + \frac{2\pi}{x} \sin \frac{\pi}{x^2} & \text{se } x \in (0, 1], \\ 0 & \text{se } x = 0. \end{cases}$$

Como F' é ilimitada, ela não é Riemann-integrável. Veremos que esse resultado ainda é falso para a integral de Lebesgue, mas se torna válido para a de Henstock-Kurzweil.

1.1.4 Passagem ao limite sob o sinal de integral

Citamos agora três resultados relacionados ao comportamento da integral de Riemann a passagem ao limite. O segundo e terceiro são mais trabalhosos; uma demonstração foi dada por Cesare Arzelà, para a qual encaminhamos o leitor para [Lux71]. Vale a pena destacar que esses resultados são expressos de forma mais geral na integral de Lebesgue.

Teorema 1.23 (Convergência uniforme sob o sinal de integral). *Considere uma sequência $(f_n: [a, b] \rightarrow \mathbb{R})_{n \in \mathbb{N}}$ de funções Riemann-integráveis que converge uniformemente a uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$. Então f é Riemann-integrável, e*

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int f_n = \int f.$$

Teorema 1.24 (Convergência dominada para a integral de Riemann). *Considere uma sequência $(f_n: [a, b] \rightarrow \mathbb{R})_{n \in \mathbb{N}}$ de funções Riemann-integráveis que converge pontualmente a uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrável, e tal que existe uma função $g: [a, b] \rightarrow [0, +\infty)$ que domina a sequência, i.e., tal que $|f_n(x)| \leq g(x)$ para todos $x \in [a, b]$ e $n \in \mathbb{N}$. Então vale*

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int f_n = \int f.$$

Teorema 1.25 (Lemma de Fatou para a integral de Riemann). *Considere uma sequência $(f_n: [a, b] \rightarrow [0, +\infty))_{n \in \mathbb{N}}$ de funções não negativas e Riemann-integráveis que converge pontualmente a uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrável. Então vale*

$$\liminf_{n \rightarrow \infty} \int f_n \geq \int f.$$

1.2 Técnicas de integração e integral imprópria

Veremos nessa seção as três estratégias elementares para calcular uma integral (via primitiva, substituição e integração por partes), bem como a noção de integral imprópria.

1.2.1 Integração via primitiva

Ao calcular uma integral, nosso primeiro reflexo é procurar uma primitiva e calcular sua diferença, como no teorema 1.18. Para isso, consultamos uma tabela de primitivas.

Função	Primitiva	Função	Primitiva
$x^\alpha \quad (\alpha \neq -1)$	$\frac{x^{\alpha+1}}{\alpha+1}$	$\frac{1}{\cos^2 x}$	$\tan x$
x^{-1}	$\log x $	$\frac{1}{\sin^2 x}$	$-\cotan x$
e^x	e^x	$\frac{1}{a^2+x^2} \quad (a \neq 0)$	$\frac{1}{a} \arctan \frac{x}{a}$
$a^x \quad (a > 0, a \neq 1)$	$\frac{a^x}{\log a}$	$\frac{1}{a^2-x^2} \quad (a \neq 0)$	$\frac{1}{2a} \log \left \frac{x+a}{x-a} \right $
$\sin x$	$-\cos x$	$\frac{1}{\sqrt{a^2-x^2}} \quad (a > 0)$	$\arcsin \frac{x}{a}$
$\cos x$	$\sin x$	$\frac{1}{\sqrt{a^2+x^2}} \quad (a \neq 0)$	$\log (x + \sqrt{a^2+x^2})$
$\tan x$	$-\log \cos x $	$\frac{1}{\sqrt{-a^2+x^2}} \quad (a \neq 0)$	$\log x + \sqrt{-a^2+x^2} $
$\cotan x$	$\log \sin x $	$\log x$	$x \log x - x$

Exemplo 1.26. Para calcular $\int_0^1 \sqrt{3x+1} \, dx$, observamos que a derivada de $x \mapsto \frac{2}{9}(3x+1)^{3/2}$ é $x \mapsto \sqrt{3x+1}$, e escrevemos

$$\int_0^1 \sqrt{3x+1} \, dx = \left[\frac{2}{9}(3x+1)^{3/2} \right]_0^1 = \frac{14}{9}.$$

1.2.2 Integração por substituição

Um outro procedimento, mais sofisticado, é baseado no seguinte teorema (que é apenas uma consequência da regra da cadeia).

Teorema 1.27 (Mudança de coordenadas). *Sejam $f: [c, d] \rightarrow \mathbb{R}$ contínua e $\phi: [a, b] \rightarrow [c, d]$ continuamente derivável. Vale*

$$\int_a^b f(\phi(x))\phi'(x) \, dx = \int_{\phi(a)}^{\phi(b)} f(u) \, du.$$

Na prática, para aplicar esse resultado a uma expressão $\int_a^b g \, dx$, tentaremos adivinhar a substituição ϕ , e escrever g como $f(\phi(x))\phi'(x)$. É conveniente usar a notação simbólica

$$\begin{cases} "u = \phi(x)" \\ "du = \phi'(x) \, dx" \end{cases} \quad \text{donde} \quad \int_a^b \underbrace{f(\phi(x))}_u \underbrace{\phi'(x) \, dx}_{du} = \int_{\phi(a)}^{\phi(b)} f(u) \, du.$$

Como mnemônico, lembraremos que “ $du = \phi'(x) \, dx$ ” vem de “ $\frac{du}{dx} = \frac{d\phi(x)}{dx} = \phi'(x)$ ”.

Exemplo 1.28. Para calcular $\int_0^1 2x \ln(x^2 + 1) \, dx$, usamos a substituição $\phi(x) = x^2 + 1$:

$$\begin{cases} u = x^2 + 1 \\ du = 2x \, dx, \end{cases}$$

e escrevemos a mudança de coordenadas

$$\begin{aligned} \int_0^1 2x \ln(x^2 + 1) \, dx &= \int_0^1 \ln(\underbrace{x^2 + 1}_u) \underbrace{2x \, dx}_{du} = \int_{\phi(0)}^{\phi(1)} \ln(u) \, du = \int_1^2 \ln(u) \, du \\ &= [x \ln(x) - x]_1^2 = 1 - 2 \ln(2). \end{aligned}$$

1.2.3 Integração por partes

Dadas duas funções $u, v: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ deriváveis, sabemos que vale $(uv)' = u'v + uv'$. Se elas são também continuamente deriváveis, então deduz-se, por linearidade,

$$[uv]_a^b = \int_a^b (uv)' = \int_a^b u'v + \int_a^b uv'.$$

Passando um termo integral ao outro lado, obtém-se a fórmula de *integração por partes*:

$$\int_a^b uv' = [uv]_a^b - \int_a^b u'v.$$

Exemplo 1.29. Para calcular $\int_0^{\sqrt{3}} \arctan x \, dx$, usamos a integração por partes com

$$\begin{cases} u(x) = \arctan x & u'(x) = \frac{1}{1+x^2} \\ v'(x) = 1 & v(x) = x, \end{cases}$$

e escrevemos

$$\begin{aligned} \int_0^{\sqrt{3}} \arctan x \, dx &= \int_0^{\sqrt{3}} uv' = [uv]_0^{\sqrt{3}} - \int_0^{\sqrt{3}} u'v \\ &= [x \arctan x]_0^{\sqrt{3}} - \int_0^{\sqrt{3}} \frac{x}{1+x^2} \, dx = \frac{\pi}{\sqrt{3}} - \ln(2). \end{aligned}$$

1.2.4 Integral imprópria

Uma lacuna crucial da integral de Riemann, conforme definida na seção 1.1.1, é que ela não aceita integrar funções ilimitadas, ou definidas em intervalos não-compactos. Felizmente, ela pode ser generalizada para esses casos. Para compreender isso, consideremos uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ contínua. Ela é Riemann-integrável, e mostra-se que

$$\lim_{x \rightarrow a^+} \int_x^b f = \lim_{x \rightarrow b^-} \int_a^x f = \int_a^b f.$$

Isso nos convida à seguinte definição.

Definição 1.30. Seja uma função contínua $f: I \rightarrow \mathbb{R}$ definida em um intervalo da forma

$$I = (a, b], \quad [a, b), \quad (-\infty, b] \quad \text{ou} \quad [a, +\infty).$$

Se o seguinte limite existe

$$\lim_{x \rightarrow a^+} \int_x^b f, \quad \lim_{x \rightarrow b^-} \int_a^x f, \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} \int_x^b f \quad \text{ou} \quad \lim_{x \rightarrow +\infty} \int_a^x f,$$

então dizemos que a função f é **Cauchy-Riemann-integrável** e que a integral $\int_I f$ **converge**. Definimos sua **integral imprópria** (ou **generalizada**, ou de **Cauchy-Riemann**) $\int_I f$ como este limite. Caso contrário, dizemos que a integral **diverge**.

Definição 1.31. Dizemos que a integral $\int_I f$ é **absolutamente convergente** se a integral $\int_I |f|$ é convergente, e que f é **absolutamente integrável**.

Observação 1.32. Pode-se mostrar que uma integral absolutamente convergente é convergente (isto é, uma função Cauchy-Riemann-integrável é absolutamente integrável), mas a recíproca é falsa (veja o exemplo 1.38). As integrais que são convergentes, mas não absolutamente, são ditas **semiconvergentes** (ou **condicionalmente convergentes**).

Notação 1.33. Poderemos denotar uma integral imprópria como $\int_a^b f$ no lugar de $\int_{(a,b]} f$ ou $\int_{[a,b)} f$. Porém, na notação $\int_a^b f$, não se vê de que lado o intervalo é aberto. Isso não será um problema, pois poderemos ler na função f onde ela não for definida. Se ela for definida em todo $[a, b]$ e for Riemann-integrável, então a integral imprópria é de fato igual à integral usual, e não há ambiguidade. Além disso, para distingui-las das integrais próprias, é costumeiro referirmo-nos às integrais usuais por **integrais definidas**.

Exemplo 1.34. A integral $\int_1^{+\infty} \frac{1}{x} dx$ é divergente. De fato,

$$\int_1^t \frac{1}{x} dx = [\log(x)]_1^t = \log(t) - 1 \xrightarrow{t \rightarrow +\infty} +\infty.$$

Por outro lado, $\int_1^{+\infty} \frac{1}{x^2} dx$ é convergente, já que

$$\int_1^t \frac{1}{x^2} dx = \left[-\frac{1}{x} \right]_1^t = 1 - \frac{1}{t} \xrightarrow{t \rightarrow +\infty} 1.$$

Ela também é absolutamente convergente, pois é não negativa.

Propriedade 1.35 (Exemplos referenciais). *Seja $\alpha > 0$.*

1. A função $x \mapsto \frac{1}{x^\alpha}$ é absolutamente integrável sobre $(0, 1]$ se e somente se $\alpha < 1$, e sobre $[1, +\infty)$ se e somente se $\alpha > 1$.
2. A função $x \mapsto e^{\alpha x}$ é absolutamente integrável sobre $[0, +\infty)$ por qualquer $\alpha > 0$.

Para mostrar que uma integral é absolutamente convergente, podemos a comparar com funções já conhecidas, usando o seguinte resultado.

Propriedade 1.36 (Critério da comparação para a integrabilidade absoluta). *Sejam $f: I \rightarrow \mathbb{R}$ e $\phi: I \rightarrow \mathbb{R}^+$ contínuas.*

1. Se $|f| \leq \phi$ e ϕ abs. integrável sobre I , então f também é abs. integrável sobre I , e

$$\left| \int_I f \right| \leq \int_I \phi.$$

Suponhamos agora que f seja não negativa, e que $I = (a, b]$ com $a \in \mathbb{R} \cup \{-\infty\}$.

2. Se $f(x) = \mathcal{O}_{x \rightarrow a} \phi(x)$ e ϕ abs. integrável sobre I , então f é abs. integrável sobre I .
3. Se $f(x) \sim_{x \rightarrow a} \phi(x)$, então f é abs. integrável sobre I se e somente se ϕ é.

Similarmente, suponhamos que $I = [a, b)$ com $b \in \mathbb{R} \cup \{+\infty\}$.

4. Se $f(x) = \mathcal{O}_{x \rightarrow b} \phi(x)$ e ϕ abs. integrável sobre I , então f é abs. integrável sobre I .
5. Se $f(x) \sim_{x \rightarrow b} \phi(x)$, então f é abs. integrável sobre I se e somente se ϕ é.

Exemplo 1.37. A integral $\int_0^{+\infty} \sin(x)/x^2 \, dx$ é absolutamente convergente. De fato, $x \mapsto \sin(x)/x^2$ é limitada pela função não negativa $x \mapsto 1/x^2$, que é absolutamente integrável sobre \mathbb{R}^+ pelo exemplo 1.34. Podemos usar então o ponto 1 da propriedade 1.36.

No caso de integrais semiconvergentes, não podemos aplicar o critério de comparação anterior. Outras técnicas de integração devem ser usadas.

Exemplo 1.38. A integral $\int_0^{+\infty} \cos(x)/x \, dx$ é convergente. Para ver isso, fixemos um $a > 0$, e efetuemos uma integração por partes com $u'(x) = \cos(x)$ e $v(x) = 1/x$:

$$\begin{aligned} \int_0^a \frac{\cos(x)}{x} \, dx &= [u(x)v(x)]_0^a - \int_0^a u(x)v'(x) \, dx \\ &= \frac{\sin(a)}{a} + \int_0^a \frac{\sin(x)}{x^2} \, dx. \end{aligned}$$

O primeiro termo converge para zero, e o segundo para $\int_0^{+\infty} \sin(x)/x^2 \, dx$, pois a integral é absolutamente convergente, pelo exemplo 1.37. Concluimos que $\int_0^{+\infty} \cos(x)/x \, dx$ converge. Porém, mostra-se que não é absolutamente convergente (veja o exercício 1.10).

1.3 Outras integrais

Esta seção “cultural” serve como um esboço de outras teorias de integração encontradas durante uma formação em matemática, aos níveis de graduação e mestrado. Apresentaremos brevemente a integral de Lebesgue que, além de fornecer um cenário muito geral para a integração — a teoria contemporânea da probabilidade baseia-se na teoria da medida de Lebesgue — nos permite generalizar os teoremas de convergência que vimos

na seção 1.1.4. Em seguida, definiremos a integral Henstock e Kurzweil que, surpreendentemente, não é mais do que uma simples modificação da definição da integral de Riemann. Entretanto, ela é bastante geral: permite integrar todas as funções integráveis no sentido de Riemann e Lebesgue, e também pode lidar com integrais impróprias. Recomendamos a leitura de [KKS04] para um relato detalhado dessas duas integrais (e mais), e de [Wel11] para uma introdução acessível à integral de Henstock-Kurzweil.

1.3.1 Integral de Lebesgue

A integral de Lebesgue repõe na teoria da medida, cuja ideia principal é “medir a largura” dos subconjuntos de \mathbb{R} . Denotemos $P(\mathbb{R})$ o conjunto de partes de \mathbb{R} , isto é, o conjunto de subconjuntos de \mathbb{R} :

$$P(\mathbb{R}) = \{A \mid A \subset \mathbb{R}\}.$$

Como primeira tentativa, Lebesgue quis definir uma função $m^*: P(\mathbb{R}) \rightarrow \mathbb{R}$, satisfazendo a três axiomas [Leb72, página 118]:

invariância as translações de um conjunto têm a mesma medida,

σ -aditividade a medida de uma união numerável de conjuntos disjuntos vale a soma das medidas,

intervalos a medida de um intervalo é $m^*([a, b]) = b - a$.

Para tanto, um candidato natural é a **medida exterior**, definida por todo $A \subset \mathbb{R}$ como

$$m^*(A) = \inf \left\{ \sum_{i \in \mathbb{N}} (b_i - a_i) \mid ((a_i, b_i))_{i \in \mathbb{N}} \text{ família de intervalos tal que } A \subset \bigcup_{i \in \mathbb{N}} (a_i, b_i) \right\}.$$

Infelizmente, esta medida não satisfaz os três axiomas. Isto se deve a detalhes sutis da teoria dos conjuntos; por exemplo, o *conjunto de Vitali*, que só pode ser definido usando o axioma da escolha, mostra que m^* não é σ -aditiva. Para contornar este problema, é preciso restringir a medida exterior m^* a um determinado tipo de conjuntos.

Definição 1.39. Um subconjunto $A \subset \mathbb{R}$ é **mensurável** se por todo $B \subset \mathbb{R}$, vale

$$m^*(B) = m^*(B \cap A) + m^*(B \setminus A).$$

A coleção dos mensuráveis é chamada de **σ -álgebra de Lebesgue** e denotada \mathcal{M} . A restrição de m^* a \mathcal{M} é chamada de **medida de Lebesgue** e denotada $m: \mathcal{M} \rightarrow \mathbb{R}$.

A medida m agora é σ -aditiva. Além disso, mostra-se que \mathcal{M} contém todos intervalos de \mathbb{R} , bem como os subconjuntos abertos, seus complementares, e suas uniões finitas.

Passemos agora para a integral de funções. Da mesma forma que apenas determinados conjuntos são considerados, apenas determinadas funções devem ser consideradas.

Definição 1.40. Uma função $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \cup \{\pm\infty\}$ é **mensurável** se por todo $a \in \mathbb{R}$, o conjunto $\{x \in \mathbb{R} \mid f(x) > a\}$ é mensurável.

Em particular, funções contínuas, funções monótonas, ou funções com um número finito de descontinuidades, são mensuráveis. Uma outra classe de funções mensuráveis, importantes na teoria da medida, são as **funções simples**, isto é, as funções que assumem um número finito de valores. Toda função simples ϕ pode se escrever

$$\phi: x \mapsto \sum_{i=1}^n a_i \chi_{A_i}(x)$$

para um determinado $n \in \mathbb{N}$, valores $a_i \in \mathbb{R} \cup \{\pm\infty\}$ e conjuntos mensuráveis $A_i \subset \mathbb{R}$. Relembremos aqui que a indicadora χ_{A_i} é a função que vale 1 quando $x \in A_i$, e 0 se não. Para tal função simples, é natural definir sua integral como

$$\int \phi = \sum_{i=1}^n a_i m(A_i).$$

De modo geral, definimos a integral de Lebesgue como a “integral inferior” de aproximações por funções simples, um processo semelhante ao da integral de Darboux.

Definição 1.41. Seja $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^+ \cup \{+\infty\}$ mensurável e não negativa. A sua **integral de Lebesgue** é

$$\int f = \sup \left\{ \int \phi \mid \phi \text{ simples e } 0 \leq \phi \leq f \right\}.$$

Mais geralmente, seja $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \cup \{\pm\infty\}$ uma função mensurável, e defina

$$f^+: x \mapsto \max \{f(x), 0\} \quad \text{e} \quad f^-: x \mapsto \max \{-f(x), 0\}.$$

Se pelo menos uma das integrais $\int f^+$ e $\int f^-$ for finita, definimos a **integral de Lebesgue** de f como

$$\int f = \int f^+ - \int f^-.$$

Dizemos que f é **Lebesgue-integrável** se sua integral for finita.

Todas propriedades básicas da integral de Riemann vistas na seção 1.1.3 valem para a integral de Lebesgue: linearidade, positividade, monotonicidade, integrabilidade absoluta e aditividade. Entretanto, uma diferença fundamental é que a integral de Lebesgue permite a integração de funções ilimitadas, como ilustrado pelo seguinte teorema.

Teorema 1.42 (Convergência monótona). *Seja $(f_n: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \cup \{\pm\infty\})_{n \in \mathbb{N}}$ uma sequência crescente de funções mensuráveis e não negativas. Seja $f(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} f_n(x)$ o limite pontual. Então f é mensurável, e vale*

$$\int f = \lim_{n \rightarrow \infty} \int f_n.$$

Em particular, se o limite $\int f$ é finito, então f é Lebesgue-integrável. Esse é o caso, por exemplo, da função $x \mapsto \frac{1}{x} \cdot \chi_{(0,1]}(x)$ do exemplo 1.10, cuja integral é 2.

Observação 1.43. Quando f é mensurável e não negativa, podemos construir explicitamente uma sequência crescente de funções simples $(\phi_n)_{n \in \mathbb{N}}$ que converge a f . Em particular, teremos que $\int f = \lim_{n \rightarrow \infty} \int \phi_n$. Para tanto, definimos, para $i, n \in \mathbb{N}$,

$$A_i^n = \left\{ x \in \mathbb{R} \mid \frac{i-1}{2^n} \leq f(x) \leq \frac{i}{2^n} \right\} \quad \text{e} \quad A_\infty^n = \{x \in \mathbb{R} \mid n \leq f(x)\},$$

e pomos

$$\phi_n(x) = \sum_{i=1}^{n2^n} \frac{i-1}{2^n} \chi_{A_i^n}(x) + n \chi_{A_\infty^n}(x).$$

Mostra-se que $\phi_n \rightarrow f$ pontualmente. Além disso, quando f é limitada, a convergência é uniforme. Damos uma representação gráfica dessa construção na figura 1.

Para continuar nossa apresentação, é importante observar que, no sentido de Lebesgue, as funções são definidas apenas **quase em todo lugar (q.t.l.)**. Para ser mais preciso, dizemos que duas funções mensuráveis f e g são **iguais em q.t.l.** se

$$m(\{x \in \mathbb{R} \mid f(x) \neq g(x)\}) = 0.$$

Em outras palavras, as funções são iguais fora de um conjunto de medida zero. Neste caso, f é Lebesgue-integrável se e somente se g é, sendo então iguais suas integrais.

Outro resultado fundamental da integral de Lebesgue é o seguinte.

Teorema 1.44 (Convergência dominada para a integral de Lebesgue). *Seja $(f_n: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \cup \{\pm\infty\})_{n \in \mathbb{N}}$ uma sequência de funções mensuráveis que converge pontualmente q.t.l. a uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ (isto é, ela converge pontualmente fora de um conjunto de medida zero). Suponha que exista uma função $g: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \cup \{\pm\infty\}$ Lebesgue-integrável que domina a sequência, i.e., tal que $|f_n(x)| \leq g(x)$ para todos $x \in \mathbb{R}$ e $n \in \mathbb{N}$. Então f é Lebesgue-integrável, e vale*

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \int f_n = \int f.$$

A força desse teorema, em comparação com a versão para a integral de Riemann no teorema 1.24, é que a integrabilidade do limite é automática: nenhuma condição precisa ser verificada sobre f .

1.3.2 Integral de Henstock-Kurzweil

Observamos no exemplo 1.10 que a integral de Riemann não é capaz de integrar funções ilimitadas (a não ser por meio da integral imprópria). Este fenômeno ocorre porque, dada uma partição, a soma de Riemann de uma função ilimitada pode se tornar arbitrariamente grande. Além disso, destacamos no teorema 1.16 que ela é uma *integral absoluta*, isto é, uma função é Riemann-integrável se e somente se ela é absolutamente Riemann-integrável. Para superar essas limitações, a integral de Henstock-Kurzweil envolve uma versão mais refinada de partição pontilhada, baseada na noção de calibre.

Definição 1.45. Um **calibre** em $[a, b]$ é uma função $\delta: [a, b] \rightarrow (0, +\infty)$. Se $\mathcal{P}_p = \{(x_i, [t_i, t_{i+1}]) \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ é uma partição pontilhada de $[a, b]$ e δ é um calibre, dizemos que \mathcal{P}_p é **δ -fina** se satisfaz, para todo $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$,

$$[t_i, t_{i+1}] \subset [x_i - \delta(x_i), x_i + \delta(x_i)].$$

Observação 1.46. Seja $\epsilon > 0$. Ao comparar a definição precedente com a da integral de Riemann, vemos que uma partição pontilhada ϵ -fina nada mais é do que uma partição pontilhada δ -fina com δ o calibre constante igual a ϵ .

Observação 1.47. Graças aos calibres, poderemos contornar o problema da integração de funções ilimitadas que motivou essa seção: bastará escolher um calibre que “assuma valores pequenos onde a função é grande” (veja a figura 1 para uma explicação visual).

Antes de tudo, citamos um lema que garante a existência de partições finas.

Lema 1.48 (de Cousin). *Dado um calibre δ em $[a, b]$, existe uma partição pontilhada δ -fina de $[a, b]$.*

Agora, a definição de nossa nova integral é uma réplica da definição 1.2 de Riemann.

Definição 1.49. Dizemos que uma função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ é **KH-integrável** se existe um número real $\ell \in \mathbb{R}$ tal que, para todo $\epsilon > 0$, existe um calibre $\delta: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ tal que, para toda partição pontilhada \mathcal{P}_p δ -fina, temos

$$|S(f, \mathcal{P}_p) - \ell| < \epsilon.$$

Neste caso, ℓ é único, chamado **integral de Henstock-Kurzweil** de f , e denotado $\int f$.

Observação 1.50. Da mesma forma, podemos definir a integral de Henstock-Kurzweil de uma função sobre \mathbb{R} , considerando partições (finitas) de \mathbb{R} .

É uma consequência direta da definição que a integral de Henstock-Kurzweil abrange a de Riemann. Isto também vale para a integral de Lebesgue, mas a prova é menos trivial. Nesse sentido, a integral de Henstock-Kurzweil é a integral “mais geral”.

Teorema 1.51. *Toda função $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ Riemann-integrável é HK-integrável. Além disso, se f é mensurável, então ela é Lebesgue-integrável se e somente se é absolutamente HK-integrável. Nestes casos, as integrais coincidem.*

Em seguida, estudaremos as propriedades da integral de Henstock-Kurzweil. Ela exhibe as propriedades básicas da integral de Riemann: linearidade, positividade, monotonicidade e aditividade; no entanto, não verifica a integrabilidade absoluta, como veremos no teorema 1.53. Além disso, ela satisfaz um teorema fundamental do cálculo generalizado (conforme mencionado na observação 1.22)

Teorema 1.52 (Segundo teorema fundamental do cálculo para a integral de Henstock-Kurzweil). *Sejam $F: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ derivável (exceto potencialmente em um número numerável de pontos). Então F' é HK-integrável em $[a, b]$, e*

$$\int_a^b F' = [F]_a^b.$$

Por fim, examinemos o problema das integrais impróprias. Conhecemos diversos belos cálculos que não são funções integráveis no sentido de Riemann ou de Lebesgue:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} = \sqrt{\pi}, \quad \int_0^{\infty} \frac{\sin x}{x} = \frac{\pi}{2}, \quad \int_0^{\pi/2} \ln(\sin(x)) \, dx = -\frac{\pi \log 2}{2}.$$

Pelo contrário, todas essas funções são KH-integráveis. Com efeito, o próximo teorema revela que, no sentido de de Henstock-Kurzweil, a noção de integral imprópria não existe.

Teorema 1.53 (Corolário do lema de Henstock). *Seja $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ HK-integrável sobre $[c, b]$ por todo $c \in (a, b)$. Então f é HK-integrável sobre $[a, b]$ se e somente se $\lim_{c \rightarrow a^+} \int_c^b f$ existe. Neste caso,*

$$\int_a^b f = \lim_{c \rightarrow a^+} \int_c^b f.$$

Observação 1.54. Um aluno impressionado com o poder da integral de Henstock-Kurzweil pode se perguntar por quê preferimos ensinar a ele a de Riemann. Acontece que eles dois, e outros atores da teoria, responderam em uma carta aberta¹ de 1997:

¹<https://math.vanderbilt.edu/schectex/ccc/gauge/letter/>

To: The authors of calculus textbooks

From: Several authors of more advanced books and articles

Subject: Replacing the Riemann integral with the gauge integral

It is only an accident of history that the Riemann integral is the one used in all calculus books today. The gauge integral (also known as the generalized Riemann integral, the Henstock integral, the Kurzweil integral, the Riemann complete integral, etc.) was discovered later, but it is a “better” integral in nearly all respects. Therefore, we would like to suggest that in the next edition of your calculus textbook, you present both the Riemann and gauge integrals, and then state theorems mainly for the gauge integral.

Observação 1.55 (Integral de McShane). Imaginemos a seguinte modificação da integral de Henstock-Kurzweil. Chamemos de **partição pontilhada livre** de $[a, b]$ um conjunto de pares

$$\mathcal{P}_1 = \{(x_i, [t_i, t_{i+1}]) \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$$

onde $\{[t_i, t_{i+1}] \mid i \in \llbracket 1, n \rrbracket\}$ define uma partição de $[a, b]$, mas x_i não é necessariamente um elemento de $[t_i, t_{i+1}]$. Como anteriormente, dado um calibre $\delta: [a, b] \rightarrow (0, +\infty)$, dizemos que \mathcal{P}_1 é **δ -fina** se satisfaz, para todo $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$, $[t_i, t_{i+1}] \subset [x_i - \delta(x_i), x_i + \delta(x_i)]$. Copiemos então a definição 1.49, substituindo “partição pontilhada” por “partição pontilhada livre”. Obtemos desse modo a **integral de McShane**. Acontece que esta integral é equivalente à de Lebesgue. Esse resultado é uma ilustração do trabalho frutífero em análise no final do século passado, com um retorno às técnicas riemannianas.

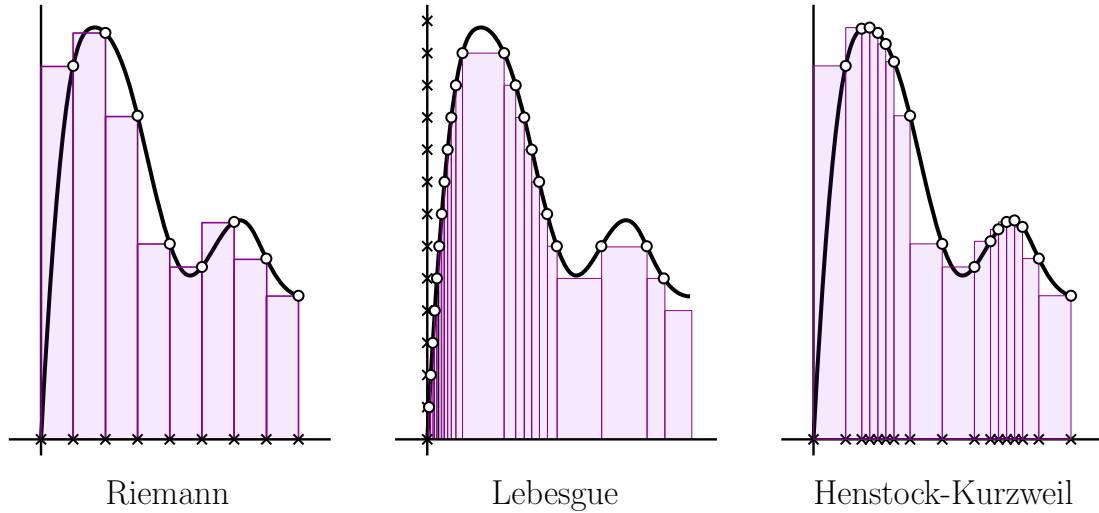


Figura 1: Para calcular a área sob uma curva, a integral de Riemann corta o eixo das abcissas em segmentos iguais e constrói retângulos. Na integral de Lebesgue, é o eixo das ordenadas que é cortado, e os retângulos são puxados para trás. A integral de Henstock-Kurzweil usa a aproximação de Riemann, mas exige que os intervalos se adaptem às variações da função.

1.4 Exercícios

1.4.1 Integrais definidas

Exercício 1.1 (correção). Calcule as seguintes integrais:

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^2 5x^3 - 3x - 7 \, dx & I_2 &= \int_0^{\pi/4} 2 \cos x - 3 \sin x \, dx & I_3 &= \int_0^{1/3} 2e^{3x} + 2x \, dx \\ I_4 &= \int_0^2 \frac{x}{1+2x^2} \, dx & I_5 &= \int_0^2 \frac{e^{3x}}{1+2e^{3x}} \, dx & I_6 &= \int_1^2 \frac{\ln x}{x} \, dx \\ I_7 &= \int_0^1 x e^x \, dx & I_8 &= \int_1^e x^2 \ln x \, dx & I_9 &= \int_1^2 \ln^2 x \, dx \\ I_{10} &= \int_1^4 \frac{1-\sqrt{x}}{\sqrt{x}} \, dx & I_{11} &= \int_1^3 \frac{\sqrt{x}}{x+1} \, dx & I_{12} &= \int_{-1}^1 \sqrt{1-x^2} \, dx \end{aligned}$$

Para I_{10} , I_{11} e I_{12} , pode-se usar respectivamente as substituições $t = \sqrt{x}$, $t = \sqrt{x}$ e $\sin t = x$.

Exercício 1.2 (Integrais de Wallis, correção).

$$I_n = \int_0^{\pi/2} \sin^n x \, dx.$$

1. Calcule explicitamente I_n por todo $n \in \mathbb{N}$.
2. Deduza a fórmula do *produto de Wallis*

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \prod_{p=1}^n \left(\frac{2p}{2p-1} \frac{2p}{2p+1} \right) = \frac{\pi}{2}$$

e a aproximação

$$I_n \sim \sqrt{\frac{\pi}{2n}}.$$

Exercício 1.3 (Desigualdade de Hölder, correção). Sejam $a > 0$ e $f: [0, a] \rightarrow \mathbb{R}$ crescente estritamente, derivável em $]0, a[$, e tal que $f(0) = 0$. Ponha, para todo $x \in [0, a]$,

$$g(x) = \int_0^x f + \int_0^{f(x)} f^{-1} - xf(x),$$

onde f^{-1} denota a função inversa.

1. Mostre que $g(x) = 0$ para todo $x \in [0, a]$.
2. Deduza a desigualdade de Young: para todo $b \in]0, f(a)[$,

$$ab \leq \int_0^a f + \int_0^b f^{-1}.$$

3. Deduza a desigualdade de Hölder: dados $a, b \geq 0$ e $p, q > 1$ tal que $\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 1$,

$$ab \leq \frac{a^p}{p} + \frac{b^q}{q}.$$

Exercício 1.4 (Teorema do valor médio para integrais, correção). Seja $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ uma função contínua.

1. Defina $m = \inf\{f(x) \mid x \in [a, b]\}$ e $M = \sup\{f(x) \mid x \in [a, b]\}$. Mostre que

$$m \leq \frac{1}{b-a} \int_a^b f \leq M.$$

2. Mostre que existe um $c \in [a, b]$ tal que

$$\int_a^b f = (b-a)f(c).$$

3. Além disso, se $g: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ é não negativa e Riemann-integrável, mostre que existe um $c \in [a, b]$ tal que

$$\int_a^b fg = f(c) \int_a^b g.$$

Exercício 1.5 (correção). Prova que se $h: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ é contínua, $f, g: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ são diferenciáveis, e

$$F(x) = \int_{f(x)}^{g(x)} h,$$

então $F'(x) = h(g(x))g'(x) - h(f(x))f'(x)$.

1.4.2 Integrais impróprias

Exercício 1.6 (correção). Determine se as seguintes integrais impróprias convergem.

$$\begin{array}{lll} I_1 = \int_1^2 \frac{1}{\sqrt{x-1}} \, dx & I_2 = \int_0^1 \frac{x^2+1}{x\sqrt{2-x}} \, dx & I_3 = \int_0^1 \ln x \, dx \\ I_4 = \int_0^{\pi/2} \tan x \, dx & I_5 = \int_0^{+\infty} \frac{x}{(x+2)^2(x+1)} \, dx & I_6 = \int_0^1 \frac{1}{x\sqrt{x+1}} \, dx \\ I_7 = \int_0^{+\infty} x^{2024} e^{-x} \, dx & I_8 = \int_0^1 \frac{e^x}{\sqrt{x}} \, dx & I_9 = \int_1^2 \frac{1}{x \ln^2 x} \, dx \end{array}$$

Exercício 1.7 (Integral de Dirichlet, correção). Considere a integral imprópria

$$I = \int_0^{\pi/2} \ln(\sin(x)) \, dx.$$

1. Mostre que I converge.
2. Partindo da fórmula $\sin(x) = 2 \sin(x/2) \cos(x/2)$, mostre que $I = -\frac{\pi \log 2}{2}$.

Exercício 1.8 (Integrais de Bertrand, correção). Sejam α, β reais. Mostre que

1. $\frac{1}{t^\alpha (\log t)^\beta}$ é abs. integrável sobre $[e, +\infty)$ se e somente se $\alpha > 1$, ou $\alpha = 1$ e $\beta > 1$.
2. $\frac{1}{t^\alpha |\log t|^\beta}$ é abs. integrável sobre $(0, 1/e]$ se e somente se $\alpha < 1$, ou $\alpha = 1$ e $\beta > 1$.

Exercício 1.9 (Função gamma, correção). Ponhamos, por todo $x \in]0, +\infty[$,

$$\Gamma(x) = \int_0^{+\infty} e^{-t} t^{x-1} dt.$$

1. Mostre que a integral imprópria $\Gamma(x)$ é convergente.
2. Mostre que para todo $x \in]1, +\infty[$, temos $\Gamma(x+1) = x\Gamma(x)$.
3. Mostre que para todo $n \in \mathbb{N}$, vale $\Gamma(n) = (n-1)!$.

Exercício 1.10 (correção). Mostre que $\int_0^\infty \frac{\cos(x)}{x} dx$ não é absolutamente convergente.

Exercício 1.11 (correção). Seja $f: [1, +\infty)$ tal que $\int_1^{+\infty} f$ converge. Mostre que por todo $\alpha > 0$, a seguinte integral converge:

$$\int_1^{+\infty} \frac{f(x)}{x^\alpha} dx.$$

1.4.3 Limites de integrais

Exercício 1.12 (correção). Por todo $n \in \mathbb{N}$ positivo, considere a função $f_n = n \cdot \chi_{(0, 1/n)}$, onde $\chi_{(0, 1/n)}$ é a indicadora do intervalo aberto $(0, 1/n)$. Calcule $\int_0^1 f_n$. Deduza que a hipótese de dominação no teorema de convergência dominada é necessária.

Exercício 1.13 (correção). Suponha que $f: [0, 1] \rightarrow \mathbb{R}$ seja contínua. Mostre que

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \int_0^1 f(x^n) dx = f(0).$$

Exercício 1.14 (correção). Suponha que $f: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}$ seja contínua, não negativa, e defina $M = \sup\{f(x) \mid x \in [a, b]\}$. Mostre que

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \left(\int_a^b f(x)^n dx \right)^{1/n} = M.$$

2 Campos vetoriais - Definição e campos de gradiente

Neste primeiro curso sobre campos vetoriais, apresentaremos a definição, e o importante caso dos campos de gradientes. Também aproveitaremos a oportunidade para discutir o conceito de campos elétricos. Como veremos ao longo do semestre, o cálculo vetorial é um formalismo bem sucedido para o eletromagnetismo. Recomendamos a referência [Gri13].

2.1 Lembrete sobre diferenciais

2.1.1 Estrutura euclidiana

Seja $n \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$. Relembremos que o espaço \mathbb{R}^n é munido da norma euclidiana

$$\|(x_1, \dots, x_n)\| = \sqrt{x_1^2 + \dots + x_n^2}$$

e do produto escalar

$$\langle (x_1, \dots, x_n), (y_1, \dots, y_n) \rangle = x_1 y_1 + \dots + x_n y_n.$$

Além disso, definimos a bola aberta de centro $x \in \mathbb{R}^n$ e raio $r > 0$ como o subconjunto

$$\mathcal{B}(x, r) = \{y \in \mathbb{R}^n \mid \|y - x\| < r\}.$$

A **topologia euclidiana** é definida da seguinte forma: um subconjunto $A \subset \mathbb{R}^n$ é dito aberto se por todo $x \in A$, existe $r > 0$ tal que $\mathcal{B}(x, r) \subset A$.

Outra estrutura de que \mathbb{R}^n é munido é a linear. Sejam $n, m > 0$ inteiros, e $\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m$ os espaços euclidianos. Denotaremos $\mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m)$ o espaço vetorial das **aplicações lineares** de \mathbb{R}^n em \mathbb{R}^m . Lembremos que, fixando as bases canônicas de \mathbb{R}^n e \mathbb{R}^m , construímos um isomorfismo de espaços vetoriais

$$\mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m) \longrightarrow \mathcal{M}_{n,m}(\mathbb{R})$$

onde $\mathcal{M}_{n,m}(\mathbb{R})$ representa o espaço vetorial das **matrizes** de ordem $n \times m$. Mais precisamente, por toda aplicação linear $l \in \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m)$, existe uma única matriz $A \in \mathcal{M}_{n,m}(\mathbb{R})$ tal que por todo $x \in \mathbb{R}^n$, temos $l(x) = Ax$, usando o produto matricial.

Em particular, **espaço dual** de \mathbb{R} , definido como $\mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R})$ — isto é, o conjunto das formas lineares — é isomorfo a $\mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{R})$. Por outro lado, $\mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{R})$ é canonicamente isomorfo a \mathbb{R}^n . Explicitamente, temos o seguinte isomorfismo de espaços vetoriais, conhecido como o teorema da representação de Riesz:

$$\begin{aligned} \mathbb{R}^n &\longrightarrow \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}) \\ x &\longmapsto \left(\begin{array}{ccc} \mathbb{R}^n & \longrightarrow & \mathbb{R} \\ h & \longmapsto & \langle x, h \rangle \end{array} \right). \end{aligned}$$

Por fim, e abusando levemente das notações, um vetor de \mathbb{R}^n também será visto como uma matriz $\mathcal{M}_{n,1}(\mathbb{R})$ (veja as convenções no apêndice A). Escreveremos

$$x = (x_1, \dots, x_n) \quad \text{ou} \quad x = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}.$$

2.1.2 Diferenciabilidade

Para continuar, consideremos um conjunto aberto $\Omega \subset \mathbb{R}^n$. Relembremos que uma função $f: \Omega \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ é **diferenciável** em $x \in \mathbb{R}^n$ se existe $l \in \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m)$ tal que

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{f(x+h) - f(x) - l(h)}{\|h\|} = 0.$$

Se l existe, então é único, chamamos de diferencial de f em x e denotamos $d_x f$. Observamos que, equivalentemente, podemos escrever

$$f(x+h) = f(x) + l(h) + o(\|h\|)$$

onde $o(\|h\|)$ representa uma função tal que $\lim_{h \rightarrow 0} \|h\|^{-1} o(\|h\|) = 0$. Esta formulação mostra que l é a “aproximação linear da função f ao redor de x ”. Sabemos que uma função diferenciável é contínua, mas a recíproca é falsa. Além disso, as **derivadas parciais** são, por $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$,

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial x_i} : \Omega &\longrightarrow \mathbb{R}^m \\ x &\longmapsto \lim_{t \rightarrow 0} \frac{f(x + te_i) - f(x)}{t}, \end{aligned}$$

onde (e_1, \dots, e_n) é a base canônica de \mathbb{R}^n . Se a função for diferenciável, então existem derivadas parciais. Por outro lado, se as derivadas parciais existem e são contínuas, então a função é diferenciável.

Notação 2.1. A diferencial $d_x f$ também denota-se como $D_x f$, e as derivadas parciais $\frac{\partial f}{\partial x_i}$ como $\partial_i f$. Em dimensão dois ou três, usaremos também as notações $\frac{\partial f}{\partial x}$, $\frac{\partial f}{\partial y}$ e $\frac{\partial f}{\partial z}$.

Observação 2.2. Uma função $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ é derivável se e somente se ela é diferenciável. Neste caso, a derivada e a diferencial admitem a seguinte equivalência: por todo $s, t \in \mathbb{R}$,

$$d_t f(s) = s f'(t).$$

Em particular, a derivada $f'(t)$ nada mais é do que a diferencial de f em t na direção 1, isto é, $f'(t) = d_t f(1)$.

Ao explicitar as funções componentes de f como $(f_i: \Omega \rightarrow \mathbb{R})_{1 \leq i \leq m}$, i.e.,

$$f = (f_1, \dots, f_m),$$

vale que f é diferenciável se e somente se todas as suas componentes forem.

Do ponto de vista matricial, a diferencial escreve-se como a **matriz jacobiana**:

$$J_x f = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1}(x) & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n}(x) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_m}{\partial x_1}(x) & \cdots & \frac{\partial f_m}{\partial x_n}(x) \end{pmatrix}.$$

Em particular, quando $n = 1$, as componentes de $f: \Omega \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^m$ são funções de (um subconjunto) de \mathbb{R} para \mathbb{R} , a matriz jacobiana escreve-se como a matriz coluna

$$J_t f = \begin{pmatrix} f'_1(t) \\ \vdots \\ f'_m(t) \end{pmatrix},$$

Vista como uma aplicação linear $d_x f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^m$, temos um equivalente à observação 2.2:

$$d_t f(s) = s J_t f.$$

Uma propriedade fundamental é a seguinte.

Propriedade 2.3 (Regra da cadeia). *Sejam n, m, p inteiros positivos, $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ e $\Gamma \subset \mathbb{R}^m$ abertos, e $f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}^m$ e $g: \Gamma \rightarrow \mathbb{R}^p$ diferenciáveis tal que $f(\Omega) \subset \Gamma$. Diagramaticamente, estas funções se encaixam em*

$$\Omega \subset \mathbb{R}^n \xrightarrow{f} \Gamma \subset \mathbb{R}^m \xrightarrow{g} \mathbb{R}^p.$$

Então a função composta $g \circ f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}^p$ é diferenciável e, por todo $x \in \Omega$, vale

$$d_x(g \circ f) = d_{f(x)}g \circ d_x f.$$

Em outras palavras, a diferencial da composição é igual à composição das diferenciais. Do ponto de vista matricial, a composição se torna o produto das matrizes jacobianas:

$$J_x(g \circ f) = J_{f(x)}g \cdot J_x f.$$

Exemplo 2.4. Sejam $f: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^2$ e $g: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^3$ definidas por

$$f(x, y, z) = \begin{pmatrix} x - yz \\ xy - z \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad g(x, y) = \begin{pmatrix} x^2 \\ xy \\ y^2 \end{pmatrix}.$$

As diferenciais valem, em forma matricial,

$$J_{(x,y,z)}f = \begin{pmatrix} 1 & -z & -y \\ y & x & -1 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad J_{(x,y)}g = \begin{pmatrix} 2x & 0 \\ y & x \\ 0 & 2y \end{pmatrix}.$$

A diferencial da composta $g \circ f$ escreve-se, pela regra da cadeia,

$$\begin{aligned} J_{(x,y,z)}(g \circ f) &= J_{(x-yz, xy-z)}g \cdot J_{(x,y,z)}f \\ &= \begin{pmatrix} 2(x-yz) & 0 \\ xy-z & x-yz \\ 0 & 2(xy-z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -z & -y \\ y & x & -1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 2(xy-z) & -2(xy-z)z & -2y(xy-z) \\ xy-z+y(x-yz) & -(xy-z)z+x(x-yz) & -x-y(xy-z)+yz \\ 2y(xy-z) & 2x(xy-z) & -2(xy-z) \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

2.1.3 O gradiente

Por fim, discutamos o caso $m = 1$, i.e., quando $f: \Omega \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ é uma função numérica. A matriz jacobiana é então uma matriz linha, chama-se de **gradiente**, e denota-se

$$\nabla f = \left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \quad \dots \quad \frac{\partial f}{\partial x_n} \right).$$

Como o produto matricial de uma matriz de ordem $1 \times n$ e uma matriz $n \times 1$ é igual ao produto escalar, temos a formulação, por todo $y \in \mathbb{R}^n$

$$d_x f(y) = \nabla f(x) \cdot y = \langle \nabla f(x), y \rangle.$$

Observamos um abuso de notação: no segundo termo, $\nabla f(x)$ e y são vistos como matrizes linha e coluna, e no terceiro, eles são vistos como vetores de \mathbb{R}^n .

Exemplo 2.5. Seja $f: (0, +\infty)^3 \rightarrow \mathbb{R}$ definida por $f(x, y, z) = (xyz)^{1/3}$. Temos

$$\begin{aligned} \nabla f(x, y, z) &= \left(\frac{\partial f}{\partial x}(x, y, z) \quad \frac{\partial f}{\partial y}(x, y, z) \quad \frac{\partial f}{\partial z}(x, y, z) \right) \\ &= \frac{1}{3}(xyz)^{1/3} \begin{pmatrix} x^{-1} & y^{-1} & z^{-1} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Vale destacar que a regra da cadeia assume uma formulação prática no caso onde o domínio e codomínio da composição são \mathbb{R} , i.e.,

$$\Omega \subset \mathbb{R} \xrightarrow{f} \mathbb{R}^m \xrightarrow{g} \mathbb{R}.$$

Corolário 2.6 (Regra da cadeia com domínio e codomínio a reta). *Sejam m inteiro positivo, $\Omega \subset \mathbb{R}$ e $\Gamma \subset \mathbb{R}^m$ abertos, e $f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ e $g: \Gamma \rightarrow \mathbb{R}$ diferenciáveis tal que $f(\Omega) \subset \Gamma$. Então a função composta $g \circ f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ é derivável e, por todo $t \in \Omega$, vale*

$$(g \circ f)'(t) = \langle (\nabla g)(f(t)), f'(t) \rangle.$$

Outro caso prático da regra da cadeia aparece quando a segunda função é de $\mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$:

$$\Omega \subset \mathbb{R}^2 \xrightarrow{f} \mathbb{R} \xrightarrow{g} \mathbb{R}.$$

A partir da observação 2.2, deduz-se:

Corolário 2.7 (Regra da cadeia com segunda função numérica). *Sejam n inteiro positivo, $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ e $\Gamma \subset \mathbb{R}$ abertos, e $f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ e $g: \Gamma \rightarrow \mathbb{R}$ diferenciáveis tal que $f(\Omega) \subset \Gamma$. Então a função composta $g \circ f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ é diferenciável e, por todo $x \in \Omega$, vale*

$$\nabla(g \circ f)(x) = g'(f(x))\nabla f(x).$$

Por fim, e por ser útil para cálculos, fornecemos uma fórmula de diferenciação para o produto de uma função numérica e uma função vetorial.

Corolário 2.8 (Diferencial de um produto numérico-vetorial). *Sejam n, m inteiros positivos, $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ aberto, e $f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ e $g: \Omega \rightarrow \mathbb{R}^m$ diferenciáveis. Então a função produto $fg: \Omega \rightarrow \mathbb{R}^m$ é diferenciável e, por todo $x \in \Omega$, vale*

$$J_x(fg) = g(x)\nabla f(x) + f(x)J_x g,$$

onde primeiro termo, um produto de matrizes $m \times 1$ e $1 \times n$, é uma matriz $m \times n$.

2.2 Campos vetoriais

A noção de campo vetorial surge naturalmente em muitas questões matemáticas, seja na teoria das equações diferenciais (problema de Cauchy), na geometria (teoria de Morse) ou na topologia (cohomologia de De Rham), para citar apenas alguns exemplos. Teremos a oportunidade de explorar estes assuntos na segunda metade deste curso. Por enquanto, nos restringiremos à sua aplicação ao formalismo do eletromagnetismo.

2.2.1 Definição

Definição 2.9. Sejam $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ aberto e $k \in \mathbb{N} \cup \{\infty\}$. Um **campo vetorial de classe C^k** em Ω é definido como uma aplicação $F: \Omega \rightarrow \mathbb{R}^n$ de classe C^k .

Notação 2.10. Para explicitarmos as funções componentes de um campo vetorial $F: \Omega \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$, poderemos usar a notação

$$F(x) = (F_1(x), \dots, F_n(x)).$$

Pondo $x = (x_1, \dots, x_n)$, isto lê-se $F(x_1, \dots, x_n) = (F_1(x_1, \dots, x_n), \dots, F_n(x_1, \dots, x_n))$. Para facilitar a leitura, poderemos preferir a notação vertical

$$F(x_1, \dots, x_n) = \begin{pmatrix} F_1(x_1, \dots, x_n) \\ \vdots \\ F_n(x_1, \dots, x_n) \end{pmatrix}.$$

Quando $n = 2$ (resp. $n = 3$), é comum denotar as coordenadas dos pontos do plano como (x, y) (resp. dos pontos do espaço como (x, y, z)), e as componentes como P, Q (resp. P, Q, R). Escrevemos então

$$F(x, y) = \begin{pmatrix} P(x, y) \\ Q(x, y) \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad F(x, y, z) = \begin{pmatrix} P(x, y, z) \\ Q(x, y, z) \\ R(x, y, z) \end{pmatrix}.$$

Observação 2.11. Como vimos na seção 2.1, para provar que um campo $F = (F_1, \dots, F_n)$ é de classe C^k , basta verificar que todas as funções componentes F_i são. Em particular, um campo é C^1 se as n^2 derivadas parciais $\frac{\partial F_i}{\partial x_j}$ existem e são contínuas.

Exemplo 2.12. As seguintes funções são campos vetoriais e pertencem à classe C^∞ .

$$\begin{array}{lll} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ (x, y) \longmapsto (x, y) & (x, y) \longmapsto (-y, x) & (x, y) \longmapsto (1, \cos x). \end{array}$$

Para esboçarmos um campo vetorial F no plano, escolheremos uns pontos (x, y) , e desenharemos a seta de origem (x, y) e direção $F(x, y)$ (veja a figura 2).

Exemplo 2.13 (Equação de Lotka-Volterra). Este é um modelo clássico de dinâmica populacional. Seja $x: \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ o número de coelhos — ou, melhor, a densidade — e $y: \mathbb{R}^+ \rightarrow \mathbb{R}^+$ o de lobos. O sistema (normalizado) modeliza-se como

$$\begin{cases} x' = x - yx, \\ y' = yx - y. \end{cases}$$

Traduzida para o português, esta equação tem a seguinte redação:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{A taxa de crescimento da população de coelhos vale:} \\ \quad \underbrace{\text{a quantidade de coelhos}}_{\text{reprodução}} \text{ menos } \underbrace{\text{o produto das duas populações}}_{\text{predação}}, \\ \text{A taxa de crescimento da população de lobos vale:} \\ \quad \underbrace{\text{o produto das duas populações}}_{\text{alimentação}} \text{ menos } \underbrace{\text{a quantidade de lobos}}_{\text{extinção}}. \end{array} \right.$$

Entende-se a evolução da função $t \mapsto (x(t), y(t))$ como um sistema dinâmico cujo campo vetorial subjacente é

$$F(x, y) = \begin{pmatrix} x - xy \\ xy - y \end{pmatrix}.$$

Exemplo 2.14 (Lei de Coulomb). O campo elétrico produzido por uma carga pontual q em $X_0 = (x_0, y_0, z_0) \in \mathbb{R}^3$ é

$$\begin{aligned} \mathbb{R}^3 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ X = (x, y, z) &\longmapsto \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|X - X_0\|^3} (X - X_0), \end{aligned} \quad (2)$$

onde ϵ_0 é a constante de permissividade do vácuo. Em presença de várias cargas, o *princípio da superposição* garante que o campo resultante é a soma dos campos produzidos por cada uma das cargas em separado. Por exemplo, um **dipolo elétrico** é o sistema formado por duas cargas opostas q e $-q$. Denotemos X_0^+ e X_0^- suas coordenadas em \mathbb{R}^3 . O campo elétrico torna-se

$$\begin{aligned} \mathbb{R}^3 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ X &\longmapsto \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{X - X_0^+}{\|X - X_0^+\|^3} - \frac{X - X_0^-}{\|X - X_0^-\|^3} \right). \end{aligned}$$

Na presença de uma *distribuição contínua* de cargas — por exemplo, ao longo de um fio ou de uma superfície — não podemos mais somar as contribuições e precisamos integrá-las, como veremos mais adiante.

Observação 2.15. Na definição 2.9, a premissa de que o domínio Ω é aberto poderia ser relaxada para subconjuntos mais gerais. Em particular, um objeto que nos interessará mais tarde será o das subvariedades.

2.2.2 Problema de Cauchy

Sejam dois abertos $I \subset \mathbb{R}$ e $\Omega \subset \mathbb{R}^n$, o primeiro representando o *tempo* e o segundo o *espaço*. Seja também uma função contínua

$$H: I \times \Omega \longrightarrow \mathbb{R}^n$$

Observemos que H é um “campo vetorial dinâmico”: por todo $t \in I$, a função

$$H(t, \cdot): \Omega \subset \mathbb{R}^n \longrightarrow \mathbb{R}^n$$

é um campo vetorial. Neste contexto, o **problema de Cauchy**, ou **problema de valor inicial**, consiste em, dado um valor inicial $(t_0, X_0) \in I \times \Omega$, achar uma função $\gamma: J \subset \mathbb{R} \rightarrow \Omega$ tal que $t_0 \in J$ e

$$\begin{cases} \gamma'(t) = H(t, \gamma(t)) & \forall t \in J, \\ \gamma(t_0) = X_0. \end{cases} \quad (3)$$

Em outras palavras, γ é uma solução da **equação diferencial ordinária** (3).

Um caso interessante é quando H não depende do tempo: para todo t , $H(t, \cdot)$ vale um determinado campo vetorial $F: \Omega \rightarrow \mathbb{R}^n$. Falamos então de **equação diferencial ordinária autônoma**. Uma solução $\gamma: J \subset \mathbb{R} \rightarrow \Omega$ satisfaz

$$\begin{cases} \gamma'(t) = F(\gamma(t)) & \forall t \in J, \\ \gamma(t_0) = X_0. \end{cases}$$

Isto é, γ é um caminho cuja velocidade sempre vale o valor do campo vetorial em que se encontra. Também dizemos que γ segue a dinâmica prescrita por F . Ela chama-se **curva integral**.

No centro da teoria das equações diferenciais reside a questão da *existência* e da *unicidade* das soluções. O resultado fundamental, que foge ao escopo deste curso mas que vale a pena mencionar, é o teorema de Picard-Lindelöf (chamado de Cauchy-Lipshitz nas referências francesas).

Teorema 2.16 (Picard-Lindelöf). *Se $H: I \times \Omega \longrightarrow \mathbb{R}^n$ é contínua e localmente lipschitziana na segunda variável², então para toda condição inicial $(t_0, X_0) \in I \times \Omega$, existe $\epsilon > 0$ e $\gamma: (t_0 - \epsilon, t_0 + \epsilon) \rightarrow \Omega$ tal que a equação (3) vale.*

Observação 2.17. O teorema garante apenas a existência local (no tempo) de soluções para o problema de Cauchy. Para estudar as soluções em sua totalidade, precisamos invocar outros resultados, como lema de Grönwall.

Exemplo 2.18. Dado $(t_0, (x_0, y_0)) \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^2$, as curvas integrais dos campos vetoriais do exemplo 2.12 tomam respectivamente a forma

$$\begin{aligned} \gamma_F: \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & \gamma_G: \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto e^{t-t_0} \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} & t &\longmapsto r_0 \begin{pmatrix} \cos(t - t_0 + \theta_0) \\ \sin(t - t_0 + \theta_0) \end{pmatrix} \\ \gamma_H: \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \begin{pmatrix} t - t_0 + x_0 \\ \sin(t) + c_0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

² $\forall (t, x) \in I \times \Omega, \exists \epsilon > 0, \exists L > 0, \forall (s, y) \in \Omega, \|(t, x) - (s, y)\| < \epsilon \implies \|H(t, x) - H(s, y)\| \leq L\|x - y\|.$

onde r_0, θ_0 e c_0 são definidas por $(x_0, y_0) = r_0(\cos \theta_0, \sin \theta_0)$ e $c_0 = y_0 - \sin t_0$.

Exemplo 2.19. Pode-se mostrar que as curvas integrais da equação de Lotka-Volterra (exemplo 2.13) são periódicas. Infelizmente, elas não podem ser escritas explicitamente por meio de funções trigonométricas usuais. Além disso, a equação admite uma solução constante: o ponto fixo $(x, y) = (1, 1)$.

Exemplo 2.20. Seja uma carga pontual Q , chamada de carga teste, mergulhada num campo elétrico F como na equação (2). Denotemos $\gamma(t)$, $v(t)$ e $a(t)$ sua posição, velocidade e aceleração, respectivamente. Segundo a *lei de Coulomb*, a carga experimenta uma força elétrica igual a

$$QF(\gamma(t)) = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma(t) - X_0}{\|\gamma(t) - X_0\|^3}.$$

Para simplificar, suponhamos que o campo é centrado, isto é, $X_0 = (0, 0, 0)$. Por outro lado, e supondo que apenas a força elétrica esteja exercida, a *segunda lei de Newton para o movimento* afirma que

$$ma(t) = \text{soma das forças} = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma(t)}{\|\gamma(t)\|^3}$$

com m a massa. Se escrevermos $a = \gamma''$, aparece uma equação de segunda ordem:

$$\gamma''(t) = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 m} \frac{\gamma(t)}{\|\gamma(t)\|^3}.$$

Diferentemente da formulação do problema de Cauchy, esta equação fornece uma relação com a derivada segunda, não com a primeira. No entanto, ainda podemos buscar soluções. Vejamos o caso em que as cargas são opostas: $qQ = -|qQ|$, portanto a força elétrica é atrativa. Neste caso, a seguinte função é uma solução e é periódica:

$$t \mapsto \left(\cos \left(\sqrt{\frac{|qQ|}{4\pi\epsilon_0 m}} \cdot t \right), \sin \left(\sqrt{\frac{|qQ|}{4\pi\epsilon_0 m}} \cdot t \right), 0 \right).$$

Observação 2.21. Na verdade, as equações diferenciais de segunda ordem são apenas um caso especial do caso de primeira ordem, ao contrário do que o exemplo anterior poderia sugerir. De fato, há um truque para transformar uma na outra: se considerarmos

$$\gamma''(t) = F(\gamma(t)),$$

com $F: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ um campo vetorial, ponamos $\Gamma(t) = \begin{pmatrix} \gamma(t) \\ \gamma'(t) \end{pmatrix}$, e a equação se reescreve

$$\Gamma'(t) = \begin{pmatrix} \gamma'(t) \\ \gamma''(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma'(t) \\ F(\gamma(t)) \end{pmatrix} = \Phi(\Gamma(t)) \quad \text{onde} \quad \Phi \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y \\ F(x) \end{pmatrix}.$$

A relação $\Gamma'(t) = \Phi(\Gamma(t))$ é, de fato, uma equação diferencial de primeira ordem, como na equação (3). Observemos, entretanto, que a curva $\Gamma(t)$ agora assume valores em \mathbb{R}^{2n} . Em conclusão, aumentando a dimensão, podemos transformar uma equação diferencial de segunda ordem em um problema clássico de Cauchy. Mais geralmente, isto se aplica à equações de qualquer ordem.

2.3 Campos de gradiente

Da mesma forma que a primitiva de uma função $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ é uma função $F: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ cuja derivada é f , definiremos uma noção de “primitiva” para campos vetoriais, chamada de potencial. Por outro lado, ao contrário da noção usual de primitiva, somente um tipo específico de campos vetoriais admite tal primitiva, chamados de campos conservativos.

2.3.1 Definição

Se uma função numérica $f: \Omega \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ é derivável, relembramos na seção 2.1 que seu gradiente é uma função

$$\nabla f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}^n,$$

ou seja, é um campo vetorial. Tais campos têm nome.

Definição 2.22. Dizemos que ∇f é o **campo vetorial gradiente** da função f .

Notação 2.23. O símbolo “ ∇ ” é chamado de nabla. A notação $\text{grad} f$ também é comumente usada para representar o gradiente de f . Além disso, neste contexto, a função numérica f às vezes é chamada de campo escalar.

Relembramos a interpretação clássica do gradiente: ele indica a *direção de maior elevação* de f . Em outras palavras, em um determinado ponto x , o gradiente $\nabla f(x)$ é a direção a ser seguida para maximizar a função f localmente. Isto é também compreendido com o uso do seguinte conceito.

Definição 2.24. Dados $f: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ e $\alpha \in \mathbb{R}$, o **conjunto de nível** de f de valor α é

$$N_\alpha = f^{-1}(\{\alpha\}).$$

Quando $n = 2$ (resp. $n = 3$), os conjuntos de nível são chamados de curvas de nível ou curvas de contorno (resp. superfícies de nível).

Temos então a seguinte nova interpretação: o gradiente de uma função é *ortogonal aos conjuntos de nível*. Mas é preciso ser matematicamente cuidadoso aqui: não é verdade que as curvas de nível são sempre “curvas”, em um sentido geométrico-diferencial a ser definido mais adiante (teorema da função inversa).

Exemplo 2.25. Consideremos a função numérica

$$\begin{aligned} f: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (x, y) &\longmapsto xy. \end{aligned}$$

Ela é derivável, e seu campo de gradiente escreve-se

$$\nabla f(x, y) = \left(\frac{\partial f}{\partial x}(x, y) \quad \frac{\partial f}{\partial y}(x, y) \right) = (y \quad x).$$

Além disso, as linhas de nível escrevem-se, por $\alpha \in \mathbb{R} \setminus \{0\}$, como

$$N_\alpha = \left\{ \left(t, \frac{\alpha}{t} \right) \mid t \in \mathbb{R} \setminus \{0\} \right\}.$$

Exemplo 2.26. Em topografia, o mapa da elevação de um terreno pode ser visto como uma função numérica do plano. Neste contexto, as linhas de nível são conjuntos de pontos na mesma altitude. Como exemplo, a figura 2 indica a elevação de uma seção da Chapada Diamantina³, bem como o campo de gradiente correspondente.

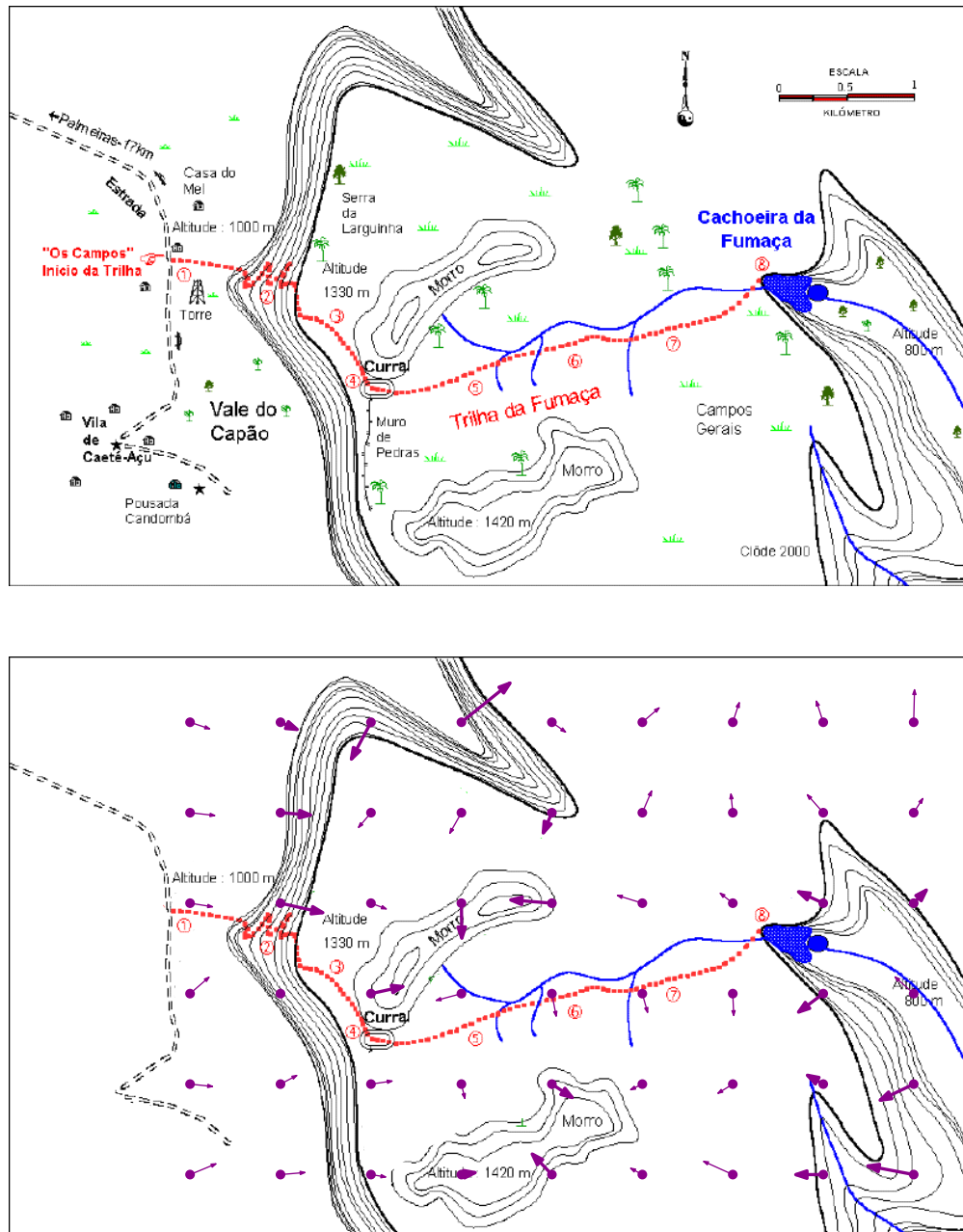


Figura 2: Vendo um mapa da elevação topográfica como um campo escalar $\mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$, associamos um campo de gradiente.

2.3.2 Campos conservativos

Uma questão natural surge: dado um campo vetorial, ele é um campo de gradiente?

³<https://www.infochapada.com.br/pt/parquechapadadiamantina/>

Definição 2.27. Um campo vetorial $F: \Gamma \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ é **conservativo** se existe uma função diferenciável $f: \Gamma \rightarrow \mathbb{R}$ tal que $F = \nabla f$. Neste caso, f é chamada de **função potencial** para F .

Esta é uma definição recíproca à 2.22: um campo conservativo nada mais é do que um campo de gradiente de uma função, com a “diferença” de que a função não é conhecida a priori. Para achar um potencial — um problema delicado em geral — um método clássico é o da *separação de variáveis*, como veremos nos exercícios.

Exemplo 2.28. O campo F exemplo 2.12 é conservativo pois admite o potencial $f(x) = \|x\|^2/2$. Os outros dois não são; estudamos G no exemplo 2.31 e H na próxima aula.

Exemplo 2.29 (Potencial elétrico). O campo elétrico gerado por uma carga pontual, dado pela equação (2), admite o seguinte potencial:

$$V: X \mapsto -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|X - X_0\|}.$$

Convém destacar que, na literatura física, o potencial é definido por $F = -\nabla f$ em vez de $F = \nabla f$. Além disso, acrescentamos que, como é bem conhecido no eletromagnetismo, o campo elétrico é sempre conservativo, não apenas no caso de uma carga pontual.

Um dos objetivos deste semestre é fornecer ferramentas para reconhecer se um campo é conservativo ou não. Neste estágio, já podemos propor um primeiro critério.

Propriedade 2.30. *Se um campo é conservativo, então suas curvas integrais não-constantes são injetoras.*

Demonstração. Sejam $\gamma: J \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ uma curva integral não-constante de $F: \Omega \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$, e $f: \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ uma função potencial para F . Por ser uma curva integral, vale

$$\gamma'(t) = F(\gamma(t))$$

por todo $t \in J$. Em particular, podemos ver que $\gamma'(t) \neq 0$, se não, a curva seria constante. Vemos também, pela regra da cadeia (corolário 2.6), que

$$\begin{aligned} f(\gamma(t))' &= \langle \nabla f(\gamma(t)), \gamma'(t) \rangle \\ &= \langle F(\gamma(t)), F(\gamma(t)) \rangle = \|F(\gamma(t))\|^2 > 0. \end{aligned}$$

Logo, $t \mapsto f(\gamma(t))$ é estritamente crescente. Deduzimos que γ não assume duas vezes o mesmo valor, ou seja, ela é injetora. \square

Exemplo 2.31. O campo G do exemplo 2.12 não é conservativo. Com efeito, vimos no exemplo 2.18 que suas curvas integrais são periódicas. Concluimos pela contrapositiva da propriedade 2.30.

2.4 Exercícios

2.4.1 Diferenciais

Exercício 2.1 (correção). Nosso objetivo é calcular, de duas maneiras diferentes, o gradiente de

$$\begin{aligned} F: \mathbb{R}^n &\longrightarrow \mathbb{R} \\ x &\longmapsto \|x\|^p \end{aligned}$$

onde $n \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$ e $p \in \mathbb{R}$. Quando p é negativo, removemos a origem do domínio.

1. Calcule, para todo $x \in \mathbb{R}^n$, o gradiente $\nabla F(x)$ via a fórmula com derivadas parciais.
2. Calcule a diferencial de $x \in \mathbb{R}^n \mapsto \|x\|^2$ e de $t \in \mathbb{R}^+ \mapsto t^{p/2}$. Aplique a regra da cadeia ao seguinte diagrama e deduza de novo o gradiente de F .

$$\mathbb{R}^n \xrightarrow{x \mapsto \|x\|^2} \mathbb{R} \xrightarrow{t \mapsto t^{p/2}} \mathbb{R}.$$

Exercício 2.2 (correção). Sejam $n \in \mathbb{N}$ e $p \in \mathbb{R}$ positivos. Dê a diferencial das seguintes funções em todos os pontos do domínio.

$$\begin{array}{lll} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 \setminus \{0\} \longrightarrow \mathbb{R} \\ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} \sin(x^2 + y^2) \\ \cos(x^2 - y^2) \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} xe^{yz} \\ ye^{xz} \\ z \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \frac{xy}{x^2 + y^2} \\ \\ I: \mathbb{R}^n \setminus \{0\} \longrightarrow \mathbb{R} & J: \mathbb{R}^n \setminus \{0\} \longrightarrow \mathbb{R}^n & K: \mathbb{R}^n \longrightarrow \mathbb{R}^n \\ x \longmapsto \frac{1}{\sqrt{1 + \|x\|}} & x \longmapsto \frac{x}{\|x\|^p} & x \longmapsto e^{-\|x\|^2} x \end{array}$$

Exercício 2.3 (Diferencial do determinante na identidade, correção). Seja $n \in \mathbb{N}$ positivo, $\mathcal{M}_{n,n}(\mathbb{R})$ o espaço das $n \times n$ matrizes, $(E_{i,j})_{1 \leq i,j \leq n}$ sua base canônica, I a matriz identidade e $\det: \mathcal{M}_{n,n}(\mathbb{R}) \rightarrow \mathbb{R}$ o determinante.

1. Por todo $i, j \in \llbracket 1, n \rrbracket$ e $t \in \mathbb{R}$, calcule $\det(I + tE_{i,j})$ e deduza $\frac{\partial \det}{\partial x_{i,j}}(I)$.
2. Mostre que por todo $H \in \mathcal{M}_{n,n}(\mathbb{R})$, $d_I \det(H) = \text{traço}(H)$.

2.4.2 Curvas integrais e potenciais

Exercício 2.4 (correção). Esboce os seguintes campos de gradiente. Além disso, dê uma curva integral $\gamma: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^2$ tal que $\gamma(0) = (1, 0)$.

$$\begin{array}{lll} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} -2y \\ \frac{1}{2}x \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \end{array}$$

Exercício 2.5 (correção). Exibindo um potencial, mostre que os campos a seguir são conservativos (pode usar o método de separação de variáveis).

$$\begin{array}{lll} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} y \cos x \\ y + \sin x \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} x + y + y^2 \\ x + 2xy \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} 3x^2y^5z^7 \\ 5x^3y^4z^7 \\ 7x^3y^5z^6 \end{pmatrix} \end{array}$$

Exercício 2.6 (Campo dipolar assintótico, correção). Definimos no exemplo 2.14 um dipolo elétrico como o sistema formado por duas cargas opostas q e $-q$. Suponhamos que elas estejam posicionadas no plano, nas coordenadas $(1, 0)$ e $(-1, 0)$ respectivamente.

1. Dê um potencial $f: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ para o campo elétrico gerado pelo sistema.
2. Mostre que f é nulo ao longo do eixo das ordenadas.
3. Mostre que

$$f(r, 0) \underset{r \rightarrow +\infty}{\sim} -\frac{q}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2}.$$

3 Campos vetoriais - Rotacional e divergente

Nesta seção, definiremos os operadores diferenciais mais importantes do eletromagnetismo: o rotacional e o divergente. Por enquanto, suas interpretações poderão parecer obscuras — aceitaremos que o rotacional mede o quanto um campo vetorial “gira”, e o divergente o quanto um campo vetorial “foge”. Como geralmente acontece em um curso de graduação, o rotacional será apresentado aqui apenas na dimensão 2 ou 3; veremos mais adiante como ele pode ser elegantemente generalizado para qualquer dimensão, dentro do formalismo das formas diferenciais.

3.1 Lembrete de diferenciação de ordem superior

3.1.1 Diferencial segunda

Lembremos que uma função numérica $f: I \rightarrow \mathbb{R}$, onde $I \subset \mathbb{R}$ é aberto, é dita **duas vezes derivável** se ela é derivável, assim como sua derivada f' . Há uma sutileza ao generalizar esta ideia para dimensões maiores: se $U \subset \mathbb{R}^n$ é aberto e $f: U \rightarrow \mathbb{R}^m$ diferenciável, então a diferencial é, como vimos na seção 2.1, uma aplicação

$$df: U \longrightarrow \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m).$$

Diferentemente do exemplo numérico, o codomínio da diferencial df — a saber, $\mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m)$ — não é mais o codomínio da função f . No entanto, dadas as bases canônicas de \mathbb{R}^n e \mathbb{R}^m , existe um isomorfismo canônico $\mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m) \simeq \mathbb{R}^{nm}$. Deste ponto de vista, a diferencial tem codomínio euclidiano:

$$df: U \longrightarrow \mathbb{R}^{nm},$$

e podemos aplicar a definição usual de diferenciabilidade. Se df é diferenciável, diremos que f é **duas vezes diferenciável**, e sua **diferencial segunda** é então uma função

$$d(df): U \longrightarrow \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m)).$$

O espaço $\mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m))$ também é conhecido como o espaço das **aplicações bilineares** de $\mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^n$ até \mathbb{R}^m — sua dimensão é $n \times n \times m$. No entanto, não estamos lidando com qualquer aplicação bilinear: o seguinte teorema afirma que $d(df)$ é uma aplicação bilinear simétrica — reduzindo então a dimensão para $n(n+1)m/2$.

Teorema 3.1 (Teorema de Clairaut-Schwarz). *Seja $f: U \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ duas vezes diferenciável. Então para todo $x \in U$ and $u, v \in \mathbb{R}^n$, vale*

$$d_x(df)(u, v) = d_x(df)(v, u).$$

Escrito componente por componente, o resultado aplicado a $f = (f_1, \dots, f_m)$ significa que, por todo $k \in \llbracket 1, m \rrbracket$ e $i, j \in \llbracket 1, n \rrbracket$,

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial f_k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial f_k}{\partial x_i}.$$

Em particular, quando $m = 1$, a diferencial segunda é uma matriz de ordem $n \times n$, chamada de **matriz hessiana**:

$$Hf = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 f}{\partial x_1^2} & \frac{\partial^2 f}{\partial x_1 \partial x_2} & \cdots & \frac{\partial^2 f}{\partial x_1 \partial x_n} \\ \frac{\partial^2 f}{\partial x_2 \partial x_1} & \frac{\partial^2 f}{\partial x_2^2} & \cdots & \frac{\partial^2 f}{\partial x_2 \partial x_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial^2 f}{\partial x_n \partial x_1} & \frac{\partial^2 f}{\partial x_n \partial x_2} & \cdots & \frac{\partial^2 f}{\partial x_n^2} \end{pmatrix}.$$

Em livros de cálculos, é comum ler a seguinte versão do teorema de Clairaut-Schwarz. Ela é mais fraca, no sentido que suas hipóteses são mais fortes do que as do teorema (como consequência da propriedade 3.3).

Corolário 3.2. *Suponha que $f: U \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ possua derivadas parciais segundas contínuas. Então para todo $x \in U$ e $i, j \in \llbracket 1, n \rrbracket$, vale*

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j}(x) = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial f}{\partial x_i}(x).$$

3.1.2 Diferenciabilidade infinita

Seguindo o parágrafo anterior, podemos definir a diferencial de uma função e iterar

$$\begin{aligned} f: U \subset \mathbb{R}^n &\longrightarrow \mathbb{R}^m \\ df: U \subset \mathbb{R}^n &\longrightarrow \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m) \\ d(df) = d^2f: U \subset \mathbb{R}^n &\longrightarrow \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m)) \\ d^3f: U \subset \mathbb{R}^n &\longrightarrow \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathcal{L}(\mathbb{R}^n, \mathbb{R}^m))) \\ &\dots \end{aligned}$$

Dizemos que f é de classe C^k se ela é diferenciável k vezes e se $d^k f$ é contínua. Denotaremos o conjunto de tal aplicações como $C^k(U, \mathbb{R}^m)$. Além disso, ela é **suave**, ou de classe C^∞ , se for de classe C^k para todo $k \in \mathbb{N}$. Denotaremos o conjunto $C^\infty(U, \mathbb{R}^m)$.

Para simplificar as seções a seguir, introduzimos duas notações adicionais. Dado $U \subset \mathbb{R}^n$, o conjunto $C^\infty(U, \mathbb{R})$ de funções $U \rightarrow \mathbb{R}$ de classe C^∞ — isto é, os campos escalares suaves em U — será denotado simplesmente

$$C^\infty(U).$$

Da mesma forma, o conjunto $C^\infty(U, \mathbb{R}^n)$ de funções $U \rightarrow \mathbb{R}^n$ de classe C^∞ — isto é, os campos vetoriais suaves em U — será denotado

$$\Gamma(U).$$

Por fim, citamos um resultado que permite verificar a classe de regularidade de uma função estudando apenas suas derivadas parciais.

Propriedade 3.3. Sejam $k \in \mathbb{N}$ inteiro positivo e $f: U \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ uma função tal que para todo $i_1, \dots, i_k \in \llbracket 1, n \rrbracket$, a derivada parcial

$$\frac{\partial}{\partial x_{i_1}} \frac{\partial}{\partial x_{i_1}} \cdots \frac{\partial}{\partial x_{i_k}} f$$

seja contínua. Então f é de classe C^k .

3.2 O rotacional

3.2.1 Definição em \mathbb{R}^3 e propriedades elementares

Definição 3.4. Sejam $U \subset \mathbb{R}^3$ aberto e $F: U \subset \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ um campo vetorial tridimensional diferenciável, descrito por meio de suas componentes

$$F = (F_1, F_2, F_3).$$

Seu **rotacional** é campo vetorial $\text{rot } F: U \subset \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ definido como

$$\text{rot } F = \left(\frac{\partial F_3}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial z}, \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial F_3}{\partial x}, \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} \right).$$

Mais explicitamente, por todo $(x, y, z) \in U$, temos

$$\text{rot } F(x, y, z) = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_3}{\partial y}(x, y, z) - \frac{\partial F_2}{\partial z}(x, y, z) \\ \frac{\partial F_1}{\partial z}(x, y, z) - \frac{\partial F_3}{\partial x}(x, y, z) \\ \frac{\partial F_2}{\partial x}(x, y, z) - \frac{\partial F_1}{\partial y}(x, y, z) \end{pmatrix}.$$

Notação 3.5. Em inglês, o rotacional chama-se de *curl* e denota-se $\text{curl } F$. Outra notação popular, especialmente em física, é

$$\nabla \times F,$$

onde \times denota o produto vetorial. Ele vem do seguinte cálculo simbólico

$$\nabla \times F = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial y} F_3 - \frac{\partial}{\partial z} F_2 \\ \frac{\partial}{\partial z} F_1 - \frac{\partial}{\partial x} F_3 \\ \frac{\partial}{\partial x} F_2 - \frac{\partial}{\partial y} F_1 \end{pmatrix}$$

Note que este curso não trata os operadores $\frac{\partial}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial y}$ e $\frac{\partial}{\partial z}$ como objetos algébricos. Portanto, o cálculo acima serve apenas para fins mnemônicos.

Observação 3.6. De acordo com a definição 3.4, o rotacional (de \mathbb{R}^3) transforma um campo vetorial (tridimensional) em um campo vetorial (tridimensional). Veremos na definição 3.12 que o rotacional de \mathbb{R}^2 transforma um campo vetorial (bidimensional) em um *campo escalar* (bidimensional). Consulte a observação 3.13 para uma explicação deste fenômeno.

Exemplo 3.7. Sejam os campos

$$\begin{aligned} F: \mathbb{R}^3 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 & G: \mathbb{R}^3 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ (x, y, z) &\longmapsto (yz, xz, xy) & (x, y, z) &\longmapsto (y^2 z^2, x^2 z^2, x^2 y^2). \end{aligned}$$

Um cálculo direto mostra que

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} F: \mathbb{R}^3 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 & \operatorname{rot} G: \mathbb{R}^3 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ (x, y) &\longmapsto (0, 0, 0) & (x, y) &\longmapsto 2(x^2(y-z), y^2(z-x), z^2(x-y)). \end{aligned}$$

Exemplo 3.8. O rotacional do campo elétrico definido no exemplo 2.14 é nulo.

Propriedade 3.9 (Linearidade do rotacional). *Sejam $U \subset \mathbb{R}^3$ aberto, dois campos diferenciáveis $F, G: U \rightarrow \mathbb{R}^3$ e $\alpha \in \mathbb{R}$. Então vale*

$$\operatorname{rot}(F + \alpha G) = \operatorname{rot} F + \alpha \operatorname{rot} G.$$

Propriedade 3.10 (Rotacional de um produto escalar-vetorial). *Sejam $U \subset \mathbb{R}^3$ aberto, $F: U \rightarrow \mathbb{R}^3$ campo vetorial diferenciável e $f: U \rightarrow \mathbb{R}$ campo escalar diferenciável. Vale*

$$\operatorname{rot}(fF) = \nabla f \times F + f \operatorname{rot} F$$

onde \times representa o produto vetorial.

Observação 3.11. Veremos outras fórmulas nos exercícios 3.4 e 3.5: o rotacional de um produto vetorial e rotacional de um rotacional.

3.2.2 Definição em \mathbb{R}^2 e interpretação dinâmica

Definição 3.12. Sejam $U \subset \mathbb{R}^2$ aberto e $F: U \subset \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$ um campo vetorial bidimensional diferenciável, com componentes $F = (F_1, F_2)$. Seu **rotacional** é campo escalar $\operatorname{rot} F: U \subset \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ definido como

$$\operatorname{rot} F = \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y}.$$

Observação 3.13. Poderia parecer curioso o fato de o rotacional de um campo vetorial bidimensional ser escalar, enquanto o de um campo tridimensional é vetorial. Isto se deve ao fato de que o rotacional, em sua forma mais abstrata, não é um conceito escalar nem vetorial — estamos lidando aqui apenas com as dimensões 2 e 3. Como veremos mais adiante, o rotacional generaliza-se como a **derivada exterior das 1-formas diferenciais**, um operador que transforma um campo vetorial em uma 2-forma.

Exemplo 3.14. Consideremos os campos vetoriais bidimensionais do exemplo 2.12:

$$\begin{aligned} F: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ (x, y) &\longmapsto (x, y) & (x, y) &\longmapsto (-y, x) & (x, y) &\longmapsto (1, \cos x). \end{aligned}$$

Eles admitem os seguintes rotacionais:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} F: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R} & \operatorname{rot} G: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R} & \operatorname{rot} H: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (x, y) &\longmapsto 0 & (x, y) &\longmapsto 2 & (x, y) &\longmapsto -\sin x. \end{aligned}$$

Agora, gostaríamos de dar uma interpretação dinâmica ao rotacional de um campo vetorial bidimensional. Conforme mencionamos na seção 2.2.2, todo campo vetorial $F: U \subset \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$ é associado a uma equação diferencial ordinária

$$\gamma'(t) = F(\gamma(t)).$$

Mais explicitamente, com $\gamma(t) = (x(t), y(t))$, obtemos o sistema

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1(x, y) \\ F_2(x, y) \end{pmatrix}.$$

Em seguida, fixemos um ponto $(x_0, y_0) \in U$. Lembremos a aproximação linear ao redor deste ponto, por meio da diferencial $d_{(x_0, y_0)}F$:

$$F \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = F \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} + d_{(x_0, y_0)}F \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix} + o \left(\left\| \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix} \right\| \right).$$

Ao movermos o ponto (x_0, y_0) para a origem e ignorarmos os termos não lineares, aparece uma nova equação diferencial, chamada de **linearização** do sistema em (x_0, y_0) :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \underbrace{F \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix}}_{\text{constante}} + \underbrace{d_{(x_0, y_0)}F \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}}_{\text{linear}}.$$

Embora essa nova equação seja apenas um substituto linear da primeira e, portanto, suas soluções possam se comportar de maneira substancialmente diferente, ela representa uma maneira interessante de estudar o sistema. Para continuar, lembremos do **princípio da superposição** das equações diferenciais lineares de primeira ordem: as soluções da equação linearizada acima são encontradas como combinação de uma solução particular e as soluções da **equação homogênea**

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = d_{(x_0, y_0)}F \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}.$$

Também sabemos, pela teoria das equações diferenciais lineares autônomas, que o comportamento das soluções desta equação homogênea depende dos autovalores da matriz $d_{(x_0, y_0)}F$. Em particular, se ela for antissimétrica, então os autovalores são imaginários puros e **as soluções são periódicas**. Como elemento final de nosso estudo, escrevemos a decomposição simétrica-antissimétrica da matriz, i.e., $A = (A + A^\top)/2 + (A - A^\top)/2$:

$$\begin{aligned} d_{(x_0, y_0)}F &= \begin{pmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial x} & \frac{\partial F_1}{\partial y} \\ \frac{\partial F_2}{\partial x} & \frac{\partial F_2}{\partial y} \end{pmatrix} \\ &= \underbrace{\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2\frac{\partial F_1}{\partial x} & \frac{\partial F_1}{\partial y} + \frac{\partial F_2}{\partial x} \\ \frac{\partial F_1}{\partial y} + \frac{\partial F_2}{\partial x} & 2\frac{\partial F_2}{\partial y} \end{pmatrix}}_{\text{simétrica}} + \underbrace{\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial F_1}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial x} \\ -\left(\frac{\partial F_1}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial x}\right) & 0 \end{pmatrix}}_{\text{antissimétrica}}. \end{aligned}$$

Reconhecemos o rotacional de F no termo antissimétrico. Concluimos a seguinte interpretação: o rotacional é a parte antissimétrica — a parte “rotativa” — da equação diferencial linearizada associada a F .

Esta observação ainda vale em dimensão 3: dado um campo $F: U \subset \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ diferenciável, a componente antissimétrica da diferencial $d_{(x_0, y_0, z_0)} F$ é

$$\begin{pmatrix} 0 & -\left(\frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y}\right) & \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial F_3}{\partial x} \\ \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} & 0 & -\left(\frac{\partial F_3}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial z}\right) \\ -\left(\frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial F_3}{\partial x}\right) & \frac{\partial F_3}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial z} & 0 \end{pmatrix}.$$

Aparecem nesta matriz as componentes do rotacional de F . Compreendemos estes termos como a parte “rotativa” do campo vetorial ao longo dos eixos.

3.2.3 Rotacional de campos conservativos

Os operadores gradiente e rotacional possuem uma relação importante. Para ver isto, usaremos as notações da seção 3.1.2: $C^\infty(\mathbb{R}^n)$ e $\Gamma(\mathbb{R}^n)$ denotam respectivamente os conjuntos das funções $\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ de classe C^∞ e os campos vetoriais $\mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ de classe C^∞ . No caso planar, isto é, $n = 2$, os operadores se encaixam no diagrama

$$C^\infty(\mathbb{R}^2) \xrightarrow{\nabla} \Gamma(\mathbb{R}^2) \xrightarrow{\text{rot}} C^\infty(\mathbb{R}^2).$$

No caso espacial, torna-se

$$C^\infty(\mathbb{R}^3) \xrightarrow{\nabla} \Gamma(\mathbb{R}^3) \xrightarrow{\text{rot}} \Gamma(\mathbb{R}^3).$$

Em ambos os contextos, a relação fundamental é a seguinte: um campo de gradiente possui rotacional nulo.

Teorema 3.15. *Sejam $n = 2$ ou 3 , $U \subset \mathbb{R}^n$ aberto e $f: U \rightarrow \mathbb{R}$ de classe C^2 . Então*

$$\text{rot } \nabla f = 0.$$

Demonstração. Provaremos apenas o caso planar; a prova em \mathbb{R}^3 é semelhante. Basta escrever as definições: o gradiente de f é

$$\nabla f = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial y} \end{pmatrix}.$$

Logo, seu rotacional vale

$$\text{rot } \nabla f = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial x}.$$

Do teorema de Clairaut-Schwarz (teorema 3.1) segue a igualdade das derivadas parciais cruzadas, isto é, a diferença acima é nula. \square

A contrapositiva desse teorema será de grande utilidade.

Corolário 3.16. Sejam $n = 2$ ou 3 , $U \subset \mathbb{R}^n$ aberto e $F: U \rightarrow \mathbb{R}^n$ de classe C^1 . Se existe $x \in U$ tal que $\text{rot}_x F \neq 0$, então F não é conservativo.

Exemplo 3.17. Deduzimos do corolário que os campos G e H do exemplo 3.14 não são conservativos. Observe que a não-conservatividade de G já havia sido demonstrada no exemplo 2.31 por meio do estudo de curvas integrais, mas este método falharia para H .

Observação 3.18. De modo geral, a recíproca do teorema 3.15 não é verdadeira (veja o exercício 3.2). Porém, veremos que ela vale sob restrições na topologia do domínio U .

3.3 O divergente

3.3.1 Definição e propriedades elementares

Definição 3.19. Sejam $U \subset \mathbb{R}^n$ aberto e $F: U \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ um campo vetorial diferenciável, com componentes (F_1, \dots, F_n) . Seu **divergente** é campo escalar $\text{div } F: U \subset \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ definido como

$$\text{div } F = \sum_{i=1}^n \frac{\partial F_i}{\partial x_i}.$$

Mais explicitamente, por todo $x \in U$, temos

$$\text{div } F = \sum_{i=1}^n \frac{\partial F_i}{\partial x_i}(x).$$

Em particular, o divergente de um campo vetorial planar $F: U \subset \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$ é

$$\text{div } F(x, y) = \frac{\partial F_1}{\partial x}(x, y) + \frac{\partial F_2}{\partial y}(x, y)$$

e o de um campo espacial $F: U \subset \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ é

$$\text{div } F(x, y, z) = \frac{\partial F_1}{\partial x}(x, y, z) + \frac{\partial F_2}{\partial y}(x, y, z) + \frac{\partial F_3}{\partial z}(x, y, z).$$

Notação 3.20. O divergente chama-se também de **divergência**. A tradução em inglês é *divergence*. Destacamos que outra notação comum para o divergente é

$$\nabla \cdot F$$

onde \cdot representa o produto escalar. Esta notação segue do cálculo simbólico

$$\nabla \cdot F = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{pmatrix} = \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} + \frac{\partial F_3}{\partial z}.$$

Exemplo 3.21. Consideremos de novo os campos vetoriais do exemplo 2.12:

$$\begin{array}{lll} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ (x, y) \longmapsto (x, y) & (x, y) \longmapsto (-y, x) & (x, y) \longmapsto (1, \cos x). \end{array}$$

Eles admitem os seguintes divergentes:

$$\begin{array}{lll} \operatorname{div} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R} & \operatorname{div} G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R} & \operatorname{div} H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R} \\ (x, y) \longmapsto 2 & (x, y) \longmapsto 0 & (x, y) \longmapsto 0. \end{array}$$

Exemplo 3.22. O divergente do campo elétrico definido no exemplo 2.14 (equação (2)) é constante e igual a 0, exceto em X_0 onde não está definido (pelo menos por enquanto).

Propriedade 3.23 (Linearidade do divergente). *Sejam $U \subset \mathbb{R}^n$ aberto, dois campos diferenciáveis $F, G: U \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\alpha \in \mathbb{R}$. Então vale*

$$\operatorname{div}(F + \alpha G) = \operatorname{div} F + \alpha \operatorname{div} G.$$

Propriedade 3.24 (Divergente de um produto escalar-vetorial). *Sejam $U \subset \mathbb{R}^n$ aberto, $F: U \rightarrow \mathbb{R}^n$ campo vetorial diferenciável e $f: U \rightarrow \mathbb{R}$ campo escalar diferenciável. Vale*

$$\operatorname{div}(fF) = \nabla f \cdot F + f \operatorname{div} F$$

onde \cdot representa o produto escalar.

Observação 3.25. Veremos nos exercícios 3.4 e 3.5 fórmulas para o divergente de um produto vetorial e o divergente de um gradiente.

3.3.2 Divergente de campos rotacionais

A relação entre o rotacional e o gradiente, conforme visto na seção 3.2.3, ocorre identicamente entre o divergente e o rotacional. Estaremos interessados apenas no caso da dimensão 3, isto é, nos encontraremos no diagrama

$$\Gamma(\mathbb{R}^3) \xrightarrow{\operatorname{rot}} \Gamma(\mathbb{R}^3) \xrightarrow{\operatorname{div}} C^\infty(\mathbb{R}^3).$$

O seguinte teorema mostra que a composição $\operatorname{div} \circ \operatorname{rot}$ acima é trivial.

Teorema 3.26. *Sejam $U \subset \mathbb{R}^3$ aberto e $F: U \rightarrow \mathbb{R}^3$ de classe C^2 . Então*

$$\operatorname{div}(\operatorname{rot} F) = 0.$$

Demonstração. Por definição, o rotacional de F é

$$\operatorname{rot} F = \left(\frac{\partial F_3}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial z}, \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial F_3}{\partial x}, \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} \right).$$

Em seguida, calculamos o divergente:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\operatorname{rot} F) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F_3}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial F_3}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} \right) \\ &= \left(\frac{\partial^2 F_1}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 F_1}{\partial z \partial y} \right) + \left(\frac{\partial^2 F_2}{\partial z \partial x} - \frac{\partial^2 F_2}{\partial x \partial z} \right) + \left(\frac{\partial^2 F_3}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 F_3}{\partial y \partial x} \right). \end{aligned}$$

Ao permutar as derivadas cruzadas, vemos que esta expressão é nula. \square

Com o mesmo teor do corolário 3.27, obtemos um resultado de *obstrução a ser um campo rotacional*. Note que sem restrição na topologia de U , a recíproca não vale.

Corolário 3.27. *Sejam $U \subset \mathbb{R}^3$ aberto e $F: U \rightarrow \mathbb{R}^3$ de classe C^1 . Se existe $x \in U$ tal que $\operatorname{div}_x F \neq 0$, então F não é rotacional, isto é, não existe um C^2 -campo vetorial $G: U \rightarrow \mathbb{R}^3$ tal que $F = \operatorname{rot} G$.*

3.4 Exercícios

3.4.1 Rotacional e divergente

Exercício 3.1 (correção). Calcule o rotacional e divergente dos campos do exercício 2.4, a saber

$$\begin{aligned} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & \quad G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & \quad H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} & \quad \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} -2y \\ \frac{1}{2}x \end{pmatrix} & \quad \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Determine quais são conservativos.

Exercício 3.2 (Um campo irrotacional não-conservativo, correção). Considere o campo

$$\begin{aligned} F: \mathbb{R}^2 \setminus \{(0, 0)\} \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ (x, y) \longmapsto \frac{1}{x^2 + y^2}(-y, x). \end{aligned}$$

1. Mostre que $\text{rot } F = 0$.
2. Usando a propriedade 2.30, mostre que F não é conservativo.

Exercício 3.3 (correção). Sejam $\alpha, \beta \in \mathbb{R}$ e

$$\begin{aligned} F: \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} xz + yz + x^2y \\ \alpha(yz + x^2z) \\ \beta(xyz + y) \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Determine os valores de α e β para que $\text{div } F = 0$.

Exercício 3.4. Sejam $F, G \in \Gamma(\mathbb{R}^3)$.

1. Mostre que

$$\text{rot}(F \times G) = (\text{div } G)F - (\text{div } F)G + (G \cdot \text{div})F + (F \cdot \text{div})G$$

onde $F \cdot \text{div}$ é o operador $\Gamma(\mathbb{R}^3) \rightarrow \Gamma(\mathbb{R}^3)$ definido por

$$(F \cdot \text{div})G = \left(F_1 \frac{\partial G_1}{\partial x}, F_2 \frac{\partial G_2}{\partial y}, F_3 \frac{\partial G_3}{\partial z} \right).$$

2. Mostre que $\text{div}(F \times G) = (\text{rot } F) \cdot G - F \cdot (\text{rot } G)$.

Indicação: Poderemos usar a identidade $x \times (y \times z) = (x \cdot z)y + (x \cdot y)z$, que vale para todo $x, y, z \in \mathbb{R}^3$.

Exercício 3.5. O laplaciano de uma função $f: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$ de classe C^2 é

$$\Delta f = \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2}.$$

Além disso, o **laplaciano vetorial** de um C^2 -campo $F = (F_1, F_2, F_3): \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ é

$$\nabla^2 F = (\Delta F_1, \Delta F_2, \Delta F_3).$$

1. Para n inteiro positivo, mostre que $\text{div}(\nabla f) = \Delta f$.
2. Para $n = 3$, mostre que $\text{rot}(\text{rot } F) = \nabla(\text{div } F) - \nabla^2 F$.

3.4.2 Eletrostática

Exercício 3.6 (Campo elétrico de um fio infinito, correção). Neste exercício, colocamos no eixo das abscissas um fio infinito uniformemente carregado. Ele gera um campo elétrico definido por todo $(x, y) \in \mathbb{R}^2$ tal que $y \neq 0$ como

$$E \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \int_{-\infty}^{+\infty} F \left(\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix} \right) dt \quad \text{onde} \quad F \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}}{\left\| \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \right\|^3}$$

e onde q e ϵ_0 são constantes reais.

1. Calcule explicitamente E .
2. Calcule o rotacional e o divergente de E .
3. Determine se o campo E é conservativo.

Exercício 3.7 (Uma interpretação integral do rotacional em \mathbb{R}^2 , correção). Dado um campo vetorial $F: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$, um ponto $(x, y) \in \mathbb{R}^2$ e $r \in \mathbb{R}$ positivo, definimos a **circulação** do campo ao longo da circunferência de centro (x, y) e raio r como a integral:

$$\mathcal{C}_{(x,y)}(r) = \int_0^{2\pi} F \begin{pmatrix} x + r \cos t \\ y + r \sin t \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\sin t \\ \cos t \end{pmatrix} dt$$

onde \cdot é o produto escalar. Em outras palavras, é o trabalho realizado por F ao longo das tangentes à circunferência. Se existir, definiremos a **circulação infinitésima** como

$$\mathcal{C}_{(x,y)}^0 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{\pi r} \mathcal{C}_{(x,y)}(r).$$

Além disso, consideramos os três seguintes campos:

$$\begin{array}{lll} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ (x, y) \longmapsto (x, y) & (x, y) \longmapsto (-y, x) & (x, y) \longmapsto (1, x^2). \end{array}$$

1. Calcule a circulação infinitésima para cada um dos campos acima e cada ponto $(x, y) \in \mathbb{R}^2$.
2. Calcule o rotacional destes campos e compare com a questão anterior.

Exercício 3.8 (Uma interpretação integral do divergente em \mathbb{R}^2 , correção). Dado um campo vetorial $F: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^2$, um ponto $(x, y) \in \mathbb{R}^2$ e $r \in \mathbb{R}$ positivo, definimos o **fluxo** através da circunferência de centro (x, y) e raio r como a seguinte integral:

$$\mathcal{F}_{(x,y)}(r) = \int_0^{2\pi} F \begin{pmatrix} x + r \cos t \\ y + r \sin t \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} dt$$

onde \cdot é o produto escalar. Em outras palavras, é o trabalho realizado por F ao longo das normais à circunferência. Se existir, definiremos o **fluxo infinitésimo** como

$$\mathcal{F}_{(x,y)}^0 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{\pi r} \mathcal{F}_{(x,y)}(r).$$

Além disso, consideramos os três seguintes campos:

$$\begin{array}{lll}
F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\
(x, y) \longmapsto (x, y) & (x, y) \longmapsto (-2y, x/2) & (x, y) \longmapsto (1, \cos x).
\end{array}$$

1. Calcule o fluxo infinitésimo para cada um dos campos acima e cada $(x, y) \in \mathbb{R}^2$.
2. Calcule o divergente destes campos e compare com a questão anterior.

4 Integral curvilínea - Elementos de geometria diferencial das curvas

Entramos agora em um conjunto de quatro capítulos dedicados à noção de integral curvilínea, cujo ápice será uma prova do teorema de Green. A fim de fornecer uma primeira intuição geométrica sobre os objetos envolvidos, começaremos com um estudo do conceito de curva e suas reparametrizações. Ao longo desta seção, será interessante distinguir entre as propriedades intrínsecas das curvas — ou seja, as que não dependem da parametrização — e as que dependem da parametrização.

4.1 Curvas parametrizadas

4.1.1 Definição e velocidade

Definição 4.1. Sejam $I \subset \mathbb{R}$ um intervalo e $k, n \in \mathbb{N}$ com n positivo. Chamamos de **curva parametrizada** de classe C^k uma aplicação $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ de classe C^k . Seu **traço** é o subconjunto $\gamma(I)$ de \mathbb{R}^n .

Notação 4.2. Na literatura, há uma certa ambiguidade com relação à palavra “curva”. Dependendo do contexto, “curva” pode significar uma curva parametrizada, ou o traço de uma curva parametrizada. No entanto, estes conceitos são distintos; o exemplo 4.4 apresenta quatro curvas parametrizadas distintas cujos traços são iguais.

Definição 4.3. Dada uma curva parametrizada $\gamma: I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ derivável, chamamos a derivada $t \mapsto \gamma'(t)$ de **velocidade**, e sua norma $t \mapsto \|\gamma'(t)\|$ de **velocidade escalar**. Além disso, dizemos que a curva é **regular** se é derivável e a derivada não se anula. Neste caso, definimos, por todo $t \in I$, o **vetor tangente** como

$$\tau(t) = \frac{\gamma'(t)}{\|\gamma'(t)\|}.$$

Exemplo 4.4. As quatro seguintes curvas parametrizadas têm o mesmo traço, a saber, uma semi-circunferência.

$$\begin{array}{llll}
[0, \pi] \xrightarrow{\gamma_1} \mathbb{R}^2 & [0, \sqrt{\pi}] \xrightarrow{\gamma_2} \mathbb{R}^2 & [-1, 1] \xrightarrow{\gamma_3} \mathbb{R}^2 & [-1, 1] \xrightarrow{\gamma_4} \mathbb{R}^2 \\
t \mapsto \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} & t \mapsto \begin{pmatrix} \cos t^2 \\ \sin t^2 \end{pmatrix} & t \mapsto \begin{pmatrix} t \\ \sqrt{1-t^2} \end{pmatrix} & t \mapsto \begin{pmatrix} t\sqrt{2-t^2} \\ 1-t^2 \end{pmatrix}.
\end{array}$$

As curvas γ_1 , γ_2 e γ_4 são deriváveis em todo o intervalo e γ_3 apenas no intervalo aberto. Nesses subconjuntos, elas são de classe C^∞ , e suas velocidades são

$$\gamma_1'(t) = \begin{pmatrix} -\sin t \\ \cos t \end{pmatrix} \quad \gamma_2'(t) = \begin{pmatrix} -2t \sin t^2 \\ 2t \cos t^2 \end{pmatrix} \quad \gamma_3'(t) = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{-t}{\sqrt{1-t^2}} \end{pmatrix} \quad \gamma_4'(t) = \begin{pmatrix} -\frac{2(t^2-1)}{\sqrt{2-t^2}} \\ -2t \end{pmatrix}.$$

Por fim, as velocidades escalares valem

$$\|\gamma_1'(t)\| = 1 \quad \|\gamma_2'(t)\| = 2|t| \quad \|\gamma_3'(t)\| = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \quad \|\gamma_4'(t)\| = \frac{2}{\sqrt{2-t^2}}.$$

A partir desses exemplos, podemos fazer uma observação importante: embora essas curvas tenham o mesmo traço, seus “comportamentos diferenciais” são significativamente diferentes. Conforme ilustrado na figura 3, a curva γ_1 é a mais “suave”, com velocidade escalar constante. Em seguida vem γ_4 , cujos pontos têm espaçamento aproximadamente uniforme e cuja velocidade escalar é limitada. Quanto à curva γ_2 , embora tenha uma velocidade escalar limitada, não é distribuída de maneira muito uniforme na metade semi-circunferência. Por fim, a velocidade escalar da curva γ_3 nem sequer é limitada.

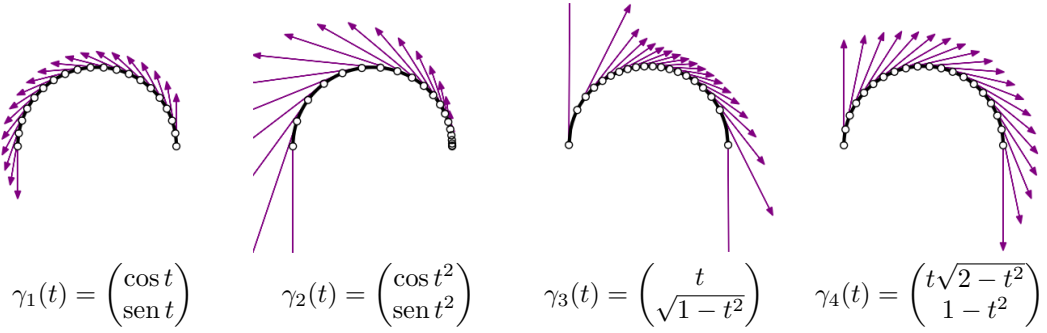


Figura 3: Traço e velocidade escalar das curvas parametrizadas do exemplo 4.4

Exemplo 4.5. Sejam $p, q \in \mathbb{Z}$. O nó toral (p, q) é a C^∞ -curva parametrizada dada por

$$\begin{aligned} \gamma_{(p,q)}: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \begin{pmatrix} \cos(qt)(1 + \cos(pt)) \\ \sin(qt)(1 + \cos(pt)) \\ \sin(pt) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Sua velocidade escalar é $\|\gamma'_{(p,q)}\|: t \mapsto \sqrt{p^2 + q^2(1 + \cos(pt))^2}$.

Exemplo 4.6. O “seno do topólogo” é a curva parametrizada contínua definida por

$$\begin{aligned} \gamma: [0, 1] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \begin{cases} (t, t \sin(\frac{1}{t})) & \text{if } t > 0, \\ (0, 0) & \text{if } t = 0. \end{cases} \end{aligned}$$

Ela não é derivável em $t = 0$. De fato, o seguinte coeficiente diferencial não admite limite quando ϵ tende para 0:

$$\frac{\gamma(\epsilon) - \gamma(0)}{\epsilon} = \left(1, \sin\left(\frac{1}{\epsilon}\right)\right).$$

Por outro lado, a curva é derivável sobre $(0, 1]$, com derivada

$$\gamma'(t) = \left(1, \sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right)\right).$$

Observe que, em todos os exemplos anteriores, as curvas parametrizadas $\gamma: I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ foram definidas explicitando as componentes, ou seja, na forma

$$\gamma(t) = \begin{pmatrix} \gamma_1(t) \\ \vdots \\ \gamma_n(t) \end{pmatrix}$$

onde $\gamma_1, \dots, \gamma_n$ são funções de I em \mathbb{R} . Referiremo-nos a tal descrição como a **parametrização cartesiana**. No caso planar, como alternativa à parametrização cartesiana é possível recorrer à parametrização **parametrização polar**, definida abaixo. Ela é particularmente adequada para curvas de “natureza circular”.

Definição 4.7. Sejam um intervalo $I \subset \mathbb{R}$ e duas funções $\rho, \theta: I \rightarrow \mathbb{R}$. A **curva parametrizada em coordenadas polares** com raio ρ e ângulo θ é a curva parametrizada definida por

$$\begin{aligned} \gamma: I &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \begin{pmatrix} \rho(t) \cos(\theta(t)) \\ \rho(t) \sin(\theta(t)) \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Quando a função ângulo θ não é fornecida, consideremos que é a identidade $\theta: t \mapsto t$.

Observação 4.8. Claramente, a partir de uma definição em coordenadas polares, podemos deduzir uma definição cartesiana, usando a fórmula acima. A operação inversa — explicitar uma forma polar a partir de uma forma cartesiana — é menos óbvia. Dada uma definição cartesiana $\gamma(t) = (\gamma_1(t), \gamma_2(t))$, podemos transformá-la em forma polar via o raio e ângulo

$$\rho(t) = \sqrt{\gamma_1^2(t) + \gamma_2^2(t)} \quad \theta(t) = \arctan\left(\frac{\gamma_2(t)}{\gamma_1(t)}\right) \quad (4)$$

onde \arctan é a função arco-tangente. Porém, esta segunda fórmula não é definida quando γ_1 se anula, ou seja, quando a curva cruza o eixo das ordenadas. Para obter uma parametrização geral, precisamos combinar diferentes parametrizações locais. Este processo, chamado de “levantamento do ângulo”, será o tema da seção 4.2.2.

Exemplo 4.9. A sextica de Cayley é a curva dada em coordenadas polares por

$$\begin{aligned} \rho: [0, 3\pi] &\longrightarrow \mathbb{R} \\ t &\longmapsto \cos^3 \frac{t}{3}. \end{aligned}$$

Sua parametrização cartesiana é

$$\begin{aligned} \gamma: [0, 3\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \begin{pmatrix} \cos^3\left(\frac{t}{3}\right) \cos(t) \\ \cos^3\left(\frac{t}{3}\right) \sin(t) \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Propriedade 4.10. A velocidade escalar de uma curva γ parametrizada em coordenadas polares pelas funções deriváveis ρ e θ vale

$$\|\gamma'\| = \sqrt{(\rho')^2 + (\rho\theta')^2}.$$

Exemplo 4.11. A sextica do exemplo 4.9 tem velocidade escalar $\|\gamma'(t)\| = \cos^2(t/3)$.

4.1.2 Reparametrizações e comprimento de arco

Lembremos que uma função $h: J \rightarrow I$ entre intervalos reais é um **homeomorfismo** se ela for contínua, bijetiva e de inversa contínua. Graças aos homeomorfismos, podemos efetuar a mudança de variáveis em curvas parametrizadas, um processo também denominado “reparametrização”.

Definição 4.12. Sejam dois intervalos $I, J \subset \mathbb{R}$, uma curva parametrizada $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e um homeomorfismo $h: J \rightarrow I$. A **reparametrização** de γ por h é a curva parametrizada $\gamma \circ h: J \rightarrow \mathbb{R}^n$.

Se uma curva é uma reparametrização de outra, então ambas têm o mesmo traço. Em particular, as propriedades que são invariantes por reparametrização serão entendidas como propriedades intrínsecas do traço. Uma dessas propriedades, como veremos na seção 4.1.3, é o comprimento.

Observação 4.13. Reciprocamente, a curva γ é reparametrização da reparametrização $\gamma \circ h$, desta vez pelo homeomorfismo inverso h^{-1} . Além disso, toda curva é claramente uma reparametrização de si mesma. Isto é, a reparametrização define uma **relação de equivalência** entre as curvas parametrizadas. Uma constatação interessante: as classes de equivalência da relação de reparametrização, sobre o conjunto das curvas parametrizadas injetoras, são em correspondência com os traços, vistos como subconjuntos de \mathbb{R}^n . Isto vem do fato de que, dadas duas curvas parametrizadas injetoras $\gamma_1: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\gamma_2: J \rightarrow \mathbb{R}^n$ com mesmo traço, a segunda é uma reparametrização da primeira. Com efeito, convém o homeomorfismo $h = \gamma_1^{-1} \circ \gamma_2: J \rightarrow I$. No entanto, ressaltamos que este resultado não vale para curvas não-injetoras. Um exemplo é dado pelas duas seguintes curvas, de mesmo traço (o círculo), mas não reparametrizações uma da outra:

$$\begin{aligned} \gamma_1: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & \gamma_2: [0, 4\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\mapsto \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} & t &\mapsto \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Exemplo 4.14. As curvas parametrizadas γ_2, γ_3 e γ_4 do exemplo 4.4 são reparametrizações da curva parametrizada γ_1 pelos homeomorfismos

$$\begin{aligned} h_2: [0, \sqrt{\pi}] &\longrightarrow [0, \pi] & h_3: [-1, 1] &\longrightarrow [0, \pi] & h_4: [-1, 1] &\longrightarrow [0, \pi] \\ t &\longmapsto t^2 & t &\longmapsto \arccos(t) & t &\longmapsto \arccos(t\sqrt{2-t^2}). \end{aligned}$$

De todas as parametrizações de uma curva existentes, uma em particular se destaca, pois simplifica significativamente os cálculos subsequentes.

Definição 4.15. Uma curva parametrizada $\gamma: I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ derivável é **parametrizada pelo comprimento de arco** se sua velocidade escalar é constante igual a 1.

Exemplo 4.16. Das quatro curvas do exemplo 4.4, apenas a primeira é parametrizada pelo comprimento de arco, pois $\|\gamma_1'(t)\| = 1$.

Teorema 4.17. Por toda curva regular $\gamma: I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ com I compacto, existe um homeomorfismo $h: J \rightarrow I$ tal que $\gamma \circ h$ seja parametrizada pelo comprimento de arco.

Demonstração. Escrevamos $I = [a, b]$. Por definição, a regularidade de γ significa que a derivada γ' não se anula, ou seja, $\|\gamma'\| > 0$. Pomos então a função

$$g: [a, b] \longrightarrow \mathbb{R}$$

$$t \longmapsto \int_a^t \|\gamma'\|.$$

Observamos aqui que a função $t \mapsto \|\gamma'(t)\|$ pode não ser integrável no sentido de Riemann (ela pode não ser limitada). No entanto, ela é integrável no sentido de Henstock-Kurzweil (pelo teorema 1.52). Portanto, decidimos usar a integral de Henstock e Kurzweil nesta prova. Em seguida vemos que, como $\|\gamma'\|$ nunca se anula, a função g é estritamente crescente. Seja $J = g(I)$ sua imagem. Como uma função crescente é um homeomorfismo, pode-se definir seu inverso, que chamamos de $h: J \rightarrow I$. Sabemos também que

$$h'(t) = \frac{1}{g'(h(t))} = \frac{1}{\|\gamma'(h(t))\|}.$$

Para concluir, consideremos a reparametrização $\gamma \circ h$. Ela satisfaz

$$(\gamma \circ h)'(t) = h'(t)\gamma'(h(t)) = \frac{\gamma'(h(t))}{\|\gamma'(h(t))\|}.$$

Em particular, temos $\|(\gamma \circ h)'(t)\| = 1$, isto é, a reparametrização curva $\gamma \circ h$ é parametrizada pelo comprimento de arco. \square

4.1.3 Comprimento das curvas

Considerando que a derivada γ' é o “aumento infinitesimal” da curva, interpretamos a velocidade escalar $\|\gamma'\|$ como a “distância infinitesimal” percorrida pela curva. Esta interpretação leva naturalmente à seguinte definição.

Definição 4.18. O **comprimento** de uma curva derivável $\gamma: I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ com I compacto é

$$\ell(\gamma) = \int_I \|\gamma'\|.$$

Observação 4.19. Aplica-se a mesma observação feita na prova do teorema 4.17: em geral, a derivada pode não ser contínua, também pode não ser limitada, e portanto não integrável no sentido de Riemann. Neste caso, calcularemos sua integral no sentido de Henstock-Kurzweil, bem definida pelo teorema 1.52. No entanto, se a curva for continuamente derivável, sabemos que sua derivada é limitada (já que I é compacto), e poderemos usar a integral de Riemann.

Exemplo 4.20. O comprimento da semi-circunferência, parametrizada pela curva γ_1 do exemplo 4.4, vale

$$\ell(\gamma_1) = \int_0^\pi \|\gamma_1(t)\| \, dt = \int_0^\pi 1 \, dt = \pi.$$

Exemplo 4.21. O comprimento do seno do topólogo no exemplo 4.6 é derivável apenas no intervalo $(0, 1]$. Para calcular seu comprimento, consideremos um número real $\epsilon > 0$ e o intervalo compacto $[\epsilon, 1]$. Escrevendo $\gamma_{[\epsilon, 1]}$ a restrição da curva ao intervalo, temos

$$\ell(\gamma_{[\epsilon, 1]}) = \int_\epsilon^1 \sqrt{1^2 + \left(\sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right) \right)^2} \, dt \geq \int_\epsilon^1 \left| \sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right) \right| \, dt.$$

Mostraremos agora que essa integral diverge para $+\infty$ quando ϵ se aproxima de 0. Seja $k \in \mathbb{N}$ positivo. Por ϵ suficientemente pequeno, o intervalo $[\frac{1}{2k\pi+\pi/4}, \frac{1}{2k\pi-\pi/4}]$ é um subconjunto de $[\epsilon, 1]$. Portanto,

$$\int_{\epsilon}^1 \left| \sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right) \right| dt \geq \int_{\frac{1}{2k\pi+\pi/4}}^{\frac{1}{2k\pi-\pi/4}} \left| \sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right) \right| dt.$$

Por outro lado, neste intervalo, temos a desigualdade

$$\begin{aligned} \sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right) &\leq \sin\left(2k\pi + \frac{\pi}{4}\right) - \left(2k\pi - \frac{\pi}{4}\right) \cos\left(2k\pi + \frac{\pi}{4}\right) \\ &\leq \frac{\sqrt{2}}{2} - \left(2k\pi - \frac{\pi}{4}\right) \frac{\sqrt{2}}{2} \\ &\leq -\frac{\sqrt{2}}{2} 2(k-1)\pi. \end{aligned}$$

Por outro lado, o comprimento do intervalo é

$$\frac{1}{2k\pi - \frac{\pi}{4}} - \frac{1}{2k\pi + \frac{\pi}{4}} = \frac{8}{\pi(64k^2 - 1)}$$

Por monotonicidade da integral, deduzimos que

$$\int_{\frac{1}{2k\pi+\pi/4}}^{\frac{1}{2k\pi-\pi/4}} \left| \sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right) \right| dt \geq \frac{\sqrt{2}}{2} 2(k-1)\pi \cdot \frac{8}{\pi(64k^2 - 1)} = \frac{\sqrt{2}(k-1)}{8k^2 + 1}.$$

Este termo é equivalente a $\frac{\sqrt{2}}{8} \frac{1}{k}$, que é o termo geral de uma série divergente. Deduzimos

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{\epsilon}^1 \left| \sin\left(\frac{1}{t}\right) - \frac{1}{t} \cos\left(\frac{1}{t}\right) \right| dt \geq \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{\sqrt{2}(k-1)}{8k^2 + 1} = +\infty.$$

Exemplo 4.22. A curva γ parametrizada em coordenadas polares do exemplo 4.9 admite o comprimento

$$\ell(\gamma) = \int_0^{3\pi} \cos^2\left(\frac{t}{3}\right) dt = \frac{3\pi}{2}.$$

Terminamos esta seção com um resultado importante, que garante que o comprimento de uma curva não depende da parametrização escolhida.

Propriedade 4.23. *Sejam duas curvas $\gamma_1: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\gamma_2: J \rightarrow \mathbb{R}^n$ tal que γ_2 é uma reparametrização de γ_1 . Então $\ell(\gamma_1) = \ell(\gamma_2)$.*

Demonstração. Pela definição de reparametrização, existe um homeomorfismo $h: J \rightarrow I$ tal que $\gamma_2 = \gamma_1 \circ h$. Logo,

$$\ell(\gamma_2) = \ell(\gamma_1 \circ h) = \int_J \|(\gamma_1 \circ h)'\| = \int_J |h'| \cdot \|\gamma_1' \circ h\| = \int_I \|\gamma_1'\| = \ell(\gamma_1)$$

onde usamos a mudança de coordenadas (teorema 1.27) para a quarta igualdade. \square

Exemplo 4.24. Aplicado o teorema às curvas do exemplo exemplo 4.4, que são todas reparametrizações umas das outras, obtemos que todos os comprimentos são iguais:

$$\underbrace{\int_0^{\pi} 1 dt}_{\ell(\gamma_1)} = \underbrace{\int_0^{\sqrt{\pi}} 2t dt}_{\ell(\gamma_2)} = \underbrace{\int_{-1}^1 \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} dt}_{\ell(\gamma_3)} = \underbrace{\int_{-1}^1 \frac{2}{\sqrt{2-t^2}} dt}_{\ell(\gamma_4)}.$$

4.2 Curvas planas

Quando restritas ao plano \mathbb{R}^2 , as curvas parametrizadas adquirem propriedades adicionais. Nesta seção, veremos alguns exemplos de noções específicas ao plano: o teorema de Jordan e o número de voltas.

4.2.1 Curvas de Jordan

Definição 4.25. Sejam $I = [a, b]$ um intervalo real e $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^2$ uma curva parametrizada. Dizemos que γ é **fechada** se $\gamma(b) = \gamma(a)$, e **simples** se ela é injetora. Se ela é fechada e simples, a chamamos de **curva de Jordan**.

Em outras palavras, uma curva fechada “se fecha sobre si mesma”, e uma curva simples “não se corta”. Uma propriedade importante de tais curvas é dada pelo teorema de Jordan, cuja prova admitimos, pois emprega conceitos mais avançados de topologia.

Teorema 4.26. *Uma curva de Jordan divide o plano em duas componentes conexas, uma das quais é limitada a outra ilimitada.*

4.2.2 Determinação do ângulo e número de voltas

Voltemos ao problema levantado na seção 4.1.1: $\gamma: t \in I \mapsto (\gamma_1(t), \gamma_2(t))$ é uma curva plana dada em coordenadas cartesianas, que queremos escrever sob forma polar

$$\gamma(t) = \begin{pmatrix} \rho(t) \cos(\theta(t)) \\ \rho(t) \sin(\theta(t)) \end{pmatrix}.$$

No que diz respeito ao raio ρ , devemos simplesmente escolher

$$\rho(t) = \|\gamma(t)\|.$$

Em seguida, se a curva não cruzar o eixo das abcissas, podemos obter o ângulo θ por meio da fórmula dada na equação (4). No entanto, esta fórmula limita-se às curvas contidas no semiplano $\{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid x > 0\}$. Para lidar com o caso geral, assumiremos que a curva nunca se anula. Em particular, podemos definir a curva normalizada

$$\begin{aligned} I &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \frac{\gamma(t)}{\|\gamma(t)\|}. \end{aligned}$$

Observemos que essa curva assume seus valores no círculo unitário

$$\mathbb{S}^1 = \{(\cos t, \sin t) \mid t \in [0, 2\pi)\}.$$

Por outro lado, consideramos a seguinte função, chamada de **recobrimento do círculo**:

$$\begin{aligned} \Phi: \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto (\cos t, \sin t). \end{aligned}$$

Em particular, Φ é injetora sobre $[0, 2\pi)$, e sua inversa é conhecida como a **determinação principal do ângulo**, denotada

$$\Phi_{[0, 2\pi)}^{-1}: \mathbb{S}^1 \longrightarrow [0, 2\pi).$$

Ressaltamos que essa função não é contínua em todo o círculo, de fato, ela é descontínua no ponto $(1, 0)$. Se quisermos uma determinação contínua em torno de $(1, 0)$, usaremos

$$\Phi_{[-\pi, \pi)}^{-1}: \mathbb{S}^1 \longrightarrow [-\pi, \pi)$$

que, por sua vez, não é contínua no ponto $(-1, 0)$.

Lema 4.27 (Levantamento de caminhos no círculo). *Existe uma função contínua $\theta: I \rightarrow \mathbb{R}$ tal que, por todo $t \in I$,*

$$\frac{\gamma(t)}{\|\gamma(t)\|} = \Phi(\theta(t)).$$

Além disso, se μ for outra função com essa propriedade, então existe $k \in \mathbb{N}$ tal que

$$\mu = \theta + 2k\pi.$$

Demonstração. Apenas esboçaremos uma prova da primeira asserção. Ela é baseada no fato de que podemos subdividir o intervalo $I = [a, b]$ em subintervalos

$$[a_0, a_1] \cup [a_2, a_3] \cup \cdots \cup [a_{n-1}, a_n]$$

de modo que em cada um dos intervalos $[a_i, a_{i+1}]$, o traço da curva $\gamma/\|\gamma\|$ seja contida em $\Phi([0, 2\pi))$ ou $\Phi([-\pi, \pi))$. Em particular, poderemos aplicar as funções $\Phi_{[0, 2\pi)}^{-1}$ ou $\Phi_{[-\pi, \pi)}^{-1}$, respectivamente. Esta decomposição vem do fato de que a curva é contínua e o conjunto $T \subset \mathbb{R}$ é compacto. Agora, para construir o levantamento θ , aplicamos as funções $\Phi_{[0, 2\pi)}^{-1}$ ou $\Phi_{[-\pi, \pi)}^{-1}$ em cada um dos intervalos. Só pode ocorrer um problema: indo de $[a_i, a_{i+1}]$ a $[a_{i+1}, a_{i+2}]$, o valor $\Phi_{[0, 2\pi)}^{-1}(a_{i+1})$ (resp. $\Phi_{[-\pi, \pi)}^{-1}(a_{i+1})$) pode ser igual a $\Phi_{[-\pi, \pi)}^{-1}(a_{i+1})$ (resp. $\Phi_{[0, 2\pi)}^{-1}(a_{i+1})$) mais ou menos 2π . Neste caso, adicionaremos ou subtrairemos 2π à função no segundo intervalo $[a_{i+1}, a_{i+2}]$. Por construção, obtemos uma função θ contínua e tal que $\Phi(\theta(t))$ vale $\gamma(t)/\|\gamma(t)\|$. \square

A forma polar de uma curva parametrizada pode ser usada para definir o número de voltas que ela faz em torno de um ponto. A segunda afirmação do lema anterior garante que essa quantidade seja bem definida (ela não depende do levantamento escolhido).

Definição 4.28. Sejam $\gamma: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}^2$ uma curva parametrizada fechada, e $p \in \mathbb{R}^2$ um ponto que não pertence ao seu traço. Seja também (ρ, θ) umas coordenadas polares da curva $\gamma - p$. O **número de voltas** de γ em torno de p é

$$\text{voltas}(\gamma, p) = \theta(b) - \theta(a).$$

Notação 4.29. Em inglês, o número de voltas se traduz como *winding number*.

Exemplo 4.30. Seja a parametrização do círculo dada por

$$\begin{aligned} \gamma: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto (\cos t, \sin t). \end{aligned}$$

Em coordenadas polares, ela se escreve

$$\begin{aligned} \rho: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & \theta: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto 1 & t &\longmapsto t. \end{aligned}$$

Consequentemente, o número de voltas em torno do ponto $(0, 0)$ é

$$\text{voltas}(\gamma, (0, 0)) = \theta(2\pi) - \theta(0).$$

Consideremos agora o ponto $(2, 0)$. Explicitamente, a translação $\gamma - (2, 0)$ vale

$$\gamma(t) - (2, 0) = (\cos t - 2, \sin t).$$

Ela admite a seguinte parametrização polar:

$$\begin{aligned} \rho: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & \theta: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \sqrt{5 - 4 \cos t} & t &\longmapsto \arctan\left(\frac{\sin t}{\cos t - 2}\right). \end{aligned}$$

O número de voltas é então

$$\text{voltas}(\gamma, (2, 0)) = \arctan(0) - \arctan(0) = 0.$$

4.3 Exercícios

Exercício 4.1 (correção). Prove que a velocidade escalar do nó toral (p, q) definido no exercício 4.1 vale $t \mapsto \sqrt{p^2 + q^2(1 + \cos(pt))^2}$.

Exercício 4.2 (correção). Escreva os três seguintes conjuntos como o traço de uma curva parametrizada.

$$\begin{aligned} X &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid x^2 + y^2/2 = 1\}, \\ Y &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid y = x^2, |x| \leq 1\}, \\ Z &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid (x^2 + y^2)^2 = 2(x^2 - y^2)\}. \end{aligned}$$

Indicação: Para Z , poderemos começar procurando por uma parametrização polar.

Exercício 4.3 (correção). Escreva o seguinte conjunto como o traço de uma curva parametrizada, e calcule seu comprimento.

$$\{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid y^{2/3} = x, 0 \leq y \leq 1\}.$$

Exercício 4.4 (correção). A espiral logarítmica é a curva

$$\begin{aligned} \gamma: [0, +\infty) &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto (e^{-t} \cos t, e^{-t} \sin t). \end{aligned}$$

1. Calcule o comprimento da espiral logarítmica no intervalo $[0, T]$, onde T é um real positivo. Mostre que ele admite um limite quando T tende ao infinito.
2. Determine uma reparametrização de γ pelo comprimento de arco.

Exercício 4.5 (Geodésicas do espaço euclidiano, correção). Sejam $n \in \mathbb{N}$ positivo e $\gamma: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}^n$ uma curva derivável parametrizada pelo comprimento de arco.

1. Prove a desigualdade $\|\gamma(b) - \gamma(a)\| \leq |b - a|$.
2. Mostre que $\|\gamma(b) - \gamma(a)\| = |b - a|$ se e somente se γ é a reta entre a e b .

5 Integral curvilínea de campos escalares ou vetoriais

Nossa peregrinação pela teoria da integral, campos vetoriais e geometria das curvas finalmente nos levou ao assunto principal desta primeira metade de período: a integral curvilínea (ou integral de linha). Ela permite integrar funções escalares com domínio uma curva em \mathbb{R}^n , e não apenas sobre intervalos de \mathbb{R} , como a integral de Riemann que definimos na seção 1.1. Também introduziremos a noção de integral de linha para campos vetoriais, para a qual não integraremos sobre curvas, mas sobre curvas orientadas.

5.1 Integral curvilínea de um campo escalar

5.1.1 Curvas e parametrizações

Em primeiro lugar, precisamos esclarecer a distinção entre curva parametrizada e traço de curva parametrizada, conforme mencionado na notação 4.2.

Definição 5.1. Dizemos que um subconjunto $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ é uma **curva** se existe um intervalo compacto $I \subset \mathbb{R}$ e uma curva parametrizada $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ regular (i.e., derivável e de derivada nunca nula), injetiva, exceto potencialmente nas extremidades do intervalo, e cujo traço é \mathcal{C} . Além disso, dizemos que o subconjunto \mathcal{C} é uma **curva derivável por partes** se existe uma curva parametrizada $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ derivável por partes, cada parte sendo regular, tal que γ é injetiva, exceto potencialmente nas extremidades do intervalo, e de traço \mathcal{C} . Uma curva γ satisfazendo às propriedades acima é chamada de **parametrização** de \mathcal{C} .

Notação 5.2. Na verdade, definimos acima a noção de *subvariedade com bordo* de \mathbb{R}^n , de *dimensão 1* e *compacta*. Essa é a noção correta de curva para este curso.

Observação 5.3. A definição permite que a parametrização tenha ou não os mesmos pontos inicial e final. Se tiver, diz-se que a curva é **fechada**.

Apresentamos agora um resultado, aparentemente benigno, mas importante para provar os resultados desta seção. Ele diz que todas as parametrizações de uma curva são reparametrizações umas das outras — uma questão já levantada na observação 4.13. Além disso, a mudança de variável da reparametrização pode ser escolhida como sendo um **difeomorfismo** (isto é, um homeomorfismo derivável e de inversa derivável).

Lema 5.4. *Sejam $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ uma curva e $\gamma_1: I \rightarrow \mathbb{R}^n$, $\gamma_2: J \rightarrow \mathbb{R}^n$ duas parametrizações (i.e., regulares, injetivas exceto potencialmente nas extremidades, e com traço \mathcal{C}). Então existe um difeomorfismo $h: J \rightarrow I$ tal que $\gamma_2 = \gamma_1 \circ h$.*

Esboço de demonstração. Para começar, suporemos que as parametrizações são injetivas. Elas se encaixam no diagrama

$$\begin{array}{ccccc} I & \xrightarrow{\gamma_1} & \mathcal{C} & \xleftarrow{\gamma_2} & J \\ & \searrow \gamma_1^{-1} & & \swarrow \gamma_2^{-1} & \end{array}$$

Naturalmente, temos $h = \gamma_1^{-1} \circ \gamma_2$. É a composta de γ_2 , que é derivável, e γ_1^{-1} , que, infelizmente, não sabemos ainda se é derivável — de fato, nem mesmo definimos o que significa derivável para domínios $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ que não são abertos. Veremos mais adiante o *teorema da forma local das imersões*, um corolário do teorema da função inversa,

que mostra que h é derivável (isto se deve ao fato de que γ_1 é regular). Similarmente, mostra-se que a inversa h^{-1} , igual a $\gamma_2^{-1} \circ \gamma_1$, é derivável. Logo h é um difeomorfismo; o que estávamos procurando. Por fim, se γ_1 e γ_2 não são injetivas nas extremidades do domínio, basta o dividir em dois intervalos e aplicar o mesmo raciocínio. \square

5.1.2 Definição de integral curvilínea de campos escalares

Sejam $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ uma curva e $\gamma: I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ uma parametrização. Começemos examinando a definição de comprimento de curva da seção 4.1.3:

$$\ell(\gamma) = \int_I \underbrace{\|\gamma'(t)\|}_{\text{abscissa curvilínea}} dt.$$

Vimos na propriedade 4.23 que por toda outra parametrização $\gamma_2: J \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ de \mathcal{C} , a quantidade $\ell(\gamma_2)$ é igual a $\ell(\gamma)$. Dizemos que a definição de comprimento *independe da escolha da parametrização*. Isso se deve ao fato de que a integral acima é, na verdade, apenas a integral da *abscissa curvilínea* (ou seja, o comprimento de arco infinitésimo), uma quantidade que se adapta a cada parametrização. Ela pode ser considerada como uma nova variável de integração:

$$“ds” = “\|\gamma'(t)\| dt”$$

Agora, se $f: \mathcal{C} \rightarrow \mathbb{R}$ é uma função que desejamos integrar ao longo de \mathcal{C} , faríamos bem em a integrar contra a abscissa curvilínea, de modo a compensar a parametrização. Em outras palavras, é natural considerar

$$\int_I f(\gamma(t)) \|\gamma'(t)\| dt.$$

É exatamente isso que chamamos de integral curvilínea.

Propriedade-definição 5.5. *Sejam $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ uma curva, $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ uma parametrização e $f: \mathcal{C} \rightarrow \mathbb{R}$ uma função contínua. Então a quantidade*

$$\int_I f(\gamma(t)) \|\gamma'(t)\| dt$$

*independe da escolha da parametrização γ . Ela é chamada de **integral curvilínea** (ou **integral de linha**) do campo escalar f ao longo de \mathcal{C} , e é denotada*

$$\int_{\mathcal{C}} f ds \quad \text{ou} \quad \int_{\mathcal{C}} f(x_1, \dots, x_n) ds.$$

Demonstração. Sejam $\gamma_1: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\gamma_2: J \rightarrow \mathbb{R}^n$ duas parametrizações. Basta mostrar

$$\int_I f(\gamma_1(t)) \cdot \|\gamma_1'(t)\| dt = \int_J f(\gamma_2(t)) \cdot \|\gamma_2'(t)\| dt.$$

Pelo lema 5.4, existe um difeomorfismo $h: J \rightarrow I$ tal que $\gamma_2 = \gamma_1 \circ h$. Logo, a segunda integral reescreve-se

$$\int_J f(\gamma_1(h(t))) \cdot \|h'(t)\gamma_1'(h(t))\| dt = \int_J f(\gamma_1(h(t))) \cdot \|\gamma_1'(h(t))\| \cdot |h'(t)| dt.$$

Do teorema de mudança de variável segue que ela vale

$$\int_J f(\gamma_1(h(t))) \cdot \|\gamma_1'(h(t))\| \cdot \underbrace{|h'(t)|}_{ds} dt = \int_I f(\gamma_1(s)) \cdot \|\gamma_1'(s)\| ds.$$

Assim mostramos que as duas integrais coincidem. \square

Notação 5.6. Vale destacar que o termo “ds” na notação $\int_C f ds$ nada mais é do que um símbolo indicando que nos referimos a uma integral de linha. Além disso, quando a curva C é fechada, é comum usar o símbolo $\oint_C f$ em vez de $\int_C f$, principalmente na literatura física. Neste documento, não usaremos essa convenção.

Observação 5.7. Vemos que, quando f é o campo constante igual a 1, então a integral curvilínea $\int_C f$ vale o comprimento de C .

Exemplo 5.8. Tomemos a semicircunferência C do exemplo 4.4 e o campo escalar f definidos como

$$C = \{(\cos t, \sin t) \mid t \in [0, \pi]\} \quad \begin{aligned} f: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (x, y) &\longmapsto y. \end{aligned}$$

Queremos calcular a integral curvilínea de f ao longo de C . Para isso, consideremos as quatro parametrizações

$$\begin{array}{llll} [0, \pi] \xrightarrow{\gamma_1} \mathbb{R}^2 & [0, \sqrt{\pi}] \xrightarrow{\gamma_2} \mathbb{R}^2 & [-1, 1] \xrightarrow{\gamma_3} \mathbb{R}^2 & [-1, 1] \xrightarrow{\gamma_4} \mathbb{R}^2 \\ t \mapsto \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} & t \mapsto \begin{pmatrix} \cos t^2 \\ \sin t^2 \end{pmatrix} & t \mapsto \begin{pmatrix} t \\ \sqrt{1-t^2} \end{pmatrix} & t \mapsto \begin{pmatrix} t\sqrt{2-t^2} \\ 1-t^2 \end{pmatrix} \end{array}$$

cujas velocidades escalares valem, conforme calculamos,

$$\|\gamma_1'(t)\| = 1 \quad \|\gamma_2'(t)\| = 2t \quad \|\gamma_3'(t)\| = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \quad \|\gamma_4'(t)\| = \frac{2}{\sqrt{2-t^2}}.$$

Pela propriedade-definição 5.5, todas as integrais a seguir são iguais a $\int_C f$:

$$\begin{aligned} \int_0^\pi f(\gamma_1(t)) \|\gamma_1'(t)\| dt &= \int_0^\pi \sin(t) \cdot 1 dt = \left[-\cos \right]_0^\pi = 2 \\ \int_0^{\sqrt{\pi}} f(\gamma_2(t)) \|\gamma_2'(t)\| dt &= \int_0^{\sqrt{\pi}} \sin(t^2) \cdot 2t dt = \left[-\cos(t^2) \right]_0^{\sqrt{\pi}} = 2 \\ \int_{-1}^1 f(\gamma_3(t)) \|\gamma_3'(t)\| dt &= \int_{-1}^1 \sqrt{1-t^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} dt = 1 - (-1) = 2 \\ \int_{-1}^1 f(\gamma_4(t)) \|\gamma_4'(t)\| dt &= \int_{-1}^1 1-t^2 \cdot \frac{2}{\sqrt{2-t^2}} dt = \left[t\sqrt{2-t^2} \right]_{-1}^1 = 2 \end{aligned}$$

Exemplo 5.9 (Integral curvilínea de uma distribuição de carga). A integral curvilínea tem uma interpretação física importante: se f representa uma “quantidade infinitésima” distribuída ao longo de uma curva C , então a integral $\int_C f$ representa a “quantidade total”. Para ilustrar essa situação, lembramos que definimos no exemplo 2.29 o potencial elétrico gerado por uma carga pontual de carga $q \in \mathbb{R}$ e localizada em $X_0 \in \mathbb{R}^3$ como o campo escalar

$$\begin{aligned} V_{X_0}: \mathbb{R}^3 \setminus \{X_0\} &\longrightarrow \mathbb{R} \\ X &\longmapsto -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|X - X_0\|}. \end{aligned}$$

Agora, imaginemos que uma curva $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^3$ gera, em todo $X_0 \in \mathcal{C}$, um “potencial infinitésimo” V_{X_0} . Traduzida na linguagem da integral de linha, isto significa que a curva gera um potencial elétrico total da forma

$$W: \mathbb{R}^3 \setminus \mathcal{C} \longrightarrow \mathbb{R}$$

$$X \longmapsto - \int_{\mathcal{C}} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|X - X_0\|} dX_0.$$

Por exemplo, se \mathcal{C} é o intervalo parametrizado por

$$\gamma: [0, 1] \longrightarrow \mathbb{R}^3$$

$$t \longmapsto (t, 0, 0),$$

então a velocidade escalar é $\|\gamma'(t)\| = 1$, e o potencial elétrico total é

$$W(X) = - \int_{\mathcal{C}} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|X - X_0\|} dX_0 = - \int_0^1 \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|X - (t, 0, 0)\|} \cdot 1 dt.$$

Em particular, no ponto $X = (0, 0, 1)$, temos

$$\begin{aligned} W(0, 0, 1) &= - \int_0^1 \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\|(t, 0, 1)\|} \cdot 1 dt \\ &= - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1+t^2}} \cdot 1 dt \\ &= - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\ln(t + \sqrt{1+t^2}) \right]_0^1 = - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \ln(1 + \sqrt{2}). \end{aligned}$$

Observação 5.10. Vale destacar que a propriedade-definição 5.5 ainda vale quando a curva \mathcal{C} apenas é derivável por partes, conforme definimos na definição 5.1. Nesse caso, a integral curvilínea se define particionando o domínio de uma parametrização $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ em sub-intervalos

$$I = I_1 \cup I_2 \cup \dots \cup I_N$$

tal que γ é derivável em cada um desses intervalos, e somando as integrais:

$$\int_{\mathcal{C}} f = \sum_{k=1}^N \int_{I_k} f(\gamma(t)) \cdot \|\gamma'(t)\| dt.$$

5.2 Integral curvilínea de um campo vetorial

5.2.1 Curvas orientadas e parametrizações

Em contraste com a integral de um campo escalar, a integral de um campo vetorial depende da *orientação* das curvas, que estudamos agora.

Revisitando a integração por substituição. Para explicar a noção de orientação, convém comparar os dois teoremas de mudança de variáveis que conhecemos. Sejam $f: [c, d] \rightarrow \mathbb{R}$ contínua e $\phi: [a, b] \rightarrow [c, d]$ continuamente derivável.

- Mudança de variáveis versão numérica (veja o teorema 1.27): vale

$$\int_a^b f(\phi(x)) \cdot \phi'(x) dx = \int_{\phi(a)}^{\phi(b)} f(u) du.$$

- Mudança de variáveis versão generalizável em dimensões maiores: vale

$$\int_{[a,b]} f(\phi(x)) \cdot |\phi'(x)| \, dx = \int_{\phi([a,b])} f(u) \, du.$$

À primeira vista, poderíamos pensar que as duas fórmulas são iguais. No entanto, há uma sutileza na primeira formulação: se $\phi: [a, b] \rightarrow [c, d]$ for decrescente, então teríamos $\phi(a) > \phi(b)$, e a integral é, de fato,

$$\int_{\phi(a)}^{\phi(b)} f(u) \, du = - \int_{\phi(b)}^{\phi(a)} f(u) \, du.$$

Na segunda formulação, integramos diretamente sobre o intervalo $\phi([a, b])$, e não ocorre essa mudança de sinal. A partir dessa análise, constatamos que, ao aplicar a mudança de variável com um termo ϕ' e não $|\phi'|$, precisamos nos preocupar com o fato de ϕ' “inverter” ou não o intervalo $[a, b]$.

A noção de orientação. Seja $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ uma curva não-fechada, e denotemos $A, B \in \mathbb{R}^n$ as extremidades \mathcal{C} . Visualmente, uma parametrização $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ pode percorrer a curva de duas maneiras: começando em A e terminando em B , ou começando em B e terminando em A . Em outras palavras, o conjunto de parametrizações pode ser dividido em duas classes, dependendo da direção em que elas percorrem a curva. A escolha de uma dessas classes é chamada de orientação. Como sugere o seguinte resultado, essa propriedade pode ser lida nos difeomorfismos de reparametrização.

Lema 5.11. *Sejam $\gamma_1: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\gamma_2: [c, d] \rightarrow \mathbb{R}^n$ duas parametrizações injetivas de uma curva $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$, e $h: [c, d] \rightarrow [a, b]$ o difeomorfismo $h = \gamma_1^{-1} \circ \gamma_2$. Então podem ocorrer dois casos exclusivos:*

$$h'(t) > 0 \quad \forall t \in [c, d], \text{ caso em que } \gamma_1(a) = \gamma_2(c) \text{ e } \gamma_1(b) = \gamma_2(d),$$

$$h'(t) < 0 \quad \forall t \in [c, d], \text{ caso em que } \gamma_1(a) = \gamma_2(d) \text{ e } \gamma_1(b) = \gamma_2(c).$$

Em outras palavras, é possível saber, pela derivada de h , se as curvas seguem o mesmo sentido. Isso leva à definição a seguir.

Definição 5.12. Uma **curva orientada** é uma par (\mathcal{C}, γ) onde $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ é uma curva e $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ é uma parametrização dela. Chamamos de **parametrização que preserva a orientação** da curva orientada (\mathcal{C}, γ) uma parametrização η da curva \mathcal{C} tal que $\gamma^{-1} \circ \eta$ tenha derivada positiva.

Notação 5.13. Se $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ é uma curva parametrizada, denotaremos γ^- a curva parametrizada que percorre o mesmo traço mas no sentido oposto. Mas precisamente, se $I = [a, b]$, definiremos

$$\begin{aligned} \gamma^-: [a, b] &\longrightarrow \mathbb{R}^n \\ t &\longmapsto \gamma(ta + (1-t)b). \end{aligned}$$

Por outro lado, quando não houver risco de confusão, uma curva orientada (\mathcal{C}, γ) poderá ser indicada apenas como \mathcal{C} . Usaremos a notação \mathcal{C}^- para denotar a curva orientada (\mathcal{C}, γ^-) , i.e., a com orientação oposta.

5.2.2 Definição de integral curvilínea de campos vetoriais

Sejam $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ uma curva, $\gamma: I \subset \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^n$ uma parametrização e $F: \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ um campo vetorial. Para definir a integral de F ao longo de \mathcal{C} , poderíamos simplesmente decompor $F = (F_1, \dots, F_n)$ em componentes, e calcular a integral curvilínea de cada uma delas. Porém, não é essa ideia que nos interessa aqui. Na física, sabe-se que, se uma partícula γ estiver exposta à ação de um campo de força F , o *trabalho* da força em t é o produto escalar

$$\langle \gamma'(t), F(\gamma(t)) \rangle.$$

Naturalmente, o *trabalho total* é a seguinte integral, que chamaremos de integral de linha de campo vetorial:

$$\int_I \langle \gamma'(t), F(\gamma(t)) \rangle dt.$$

Propriedade-definição 5.14. *Sejam (\mathcal{C}, γ) uma curva orientada, com $\mathcal{C} \subset \mathbb{R}^n$ uma curva e $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ uma parametrização, e $F: \mathcal{C} \rightarrow \mathbb{R}^n$ um campo vetorial contínuo. Então a quantidade*

$$\int_I \langle \gamma'(t), F(\gamma(t)) \rangle dt \quad (5)$$

*independe da escolha da parametrização γ que preserva a orientação de \mathcal{C} . Ela é chamada de **integral curvilínea** (ou **integral de linha**) do campo vetorial F ao longo de \mathcal{C} , e é denotada*

$$\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr \quad \text{ou} \quad \int_{\mathcal{C}} F(x_1, \dots, x_n) \cdot dr$$

Demonstração. A prova é semelhante à propriedade-definição 5.5. Sejam $\gamma_1: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\gamma_2: J \rightarrow \mathbb{R}^n$ duas parametrizações de \mathcal{C} que preservem a orientação. Basta mostrar que

$$\int_I \langle \gamma_1'(t), F(\gamma_1(t)) \rangle dt = \int_J \langle \gamma_2'(t), F(\gamma_2(t)) \rangle dt.$$

Pelos lemas 5.4 and 5.11, existe um difeomorfismo $h: J \rightarrow I$ tal que $\gamma_2 = \gamma_1 \circ h$ e $h' > 0$. Logo, a segunda integral reescreve-se

$$\int_J \langle h'(t) \gamma_1'(h(t)), F(\gamma_1(h(t))) \rangle dt = \int_J \langle \gamma_1'(h(t)), F(\gamma_1(h(t))) \rangle h'(t) dt.$$

Do teorema de mudança de variável, e usando que $h' > 0$, segue que a integral vale

$$\int_J \langle \gamma_1'(h(t)), F(\gamma_1(h(t))) \rangle \underbrace{h'(t) dt}_{ds} = \int_I \langle \gamma_1'(s), F(\gamma_1(s)) \rangle ds.$$

Assim mostramos que as duas integrais coincidem. □

Notação 5.15. Da mesma forma que o termo “ ds ” na notação $\int_{\mathcal{C}} f ds$ indica uma integral curvilínea de campo escalar, o termo “ dr ” em $\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr$ indica uma integral curvilínea de campo vetorial. Por outro lado, o símbolo ponto “ \cdot ” deve ser entendido como um produto escalar; de fato, $x \cdot y$ é outra notação comum para $\langle x, y \rangle$. A propósito, vale destacar que, se (F_1, \dots, F_n) são as componentes de F e $(\gamma_1, \dots, \gamma_n)$ as de γ , então

$$\langle \gamma'(t), F(\gamma(t)) \rangle = \sum_{i=1}^n \gamma_i'(t) F_i(\gamma(t)).$$

Consequentemente, podemos decompor a integral em

$$\int_C F \cdot dr = \sum_{i=1}^n \int_I \gamma'_i(t) F_i(\gamma(t)) dt.$$

Como resultado dessa observação, encontramos em livros de cálculo a seguinte notação:

$$\int_C F \cdot dr = \sum_{i=1}^n \int_C F_i(x_i) dx_i.$$

Tenhamos cuidado com essa notação: $\int_C F_i(x_i) dx_i$ realmente significa $\int_I \gamma'_i(t) F_i(\gamma(t)) dt$.

Observação 5.16. Naturalmente, podemos nos perguntar se a integral curvilínea de um campo escalar (propriedade-definição 5.5) e de um campo vetorial (propriedade-definição 5.14) estão relacionadas. De fato, observemos que, se decomposmos $\gamma'(t)$ em

$$\gamma'(t) = \underbrace{\|\gamma'(t)\|}_{\text{velocidade escalar}} \underbrace{\frac{\gamma'(t)}{\|\gamma'(t)\|}}_{\text{vetor tangente}}$$

então veremos aparecer na equação (5) uma integral curvilínea de campo escalar:

$$\int_C F \cdot dr = \int_I \left\langle \frac{\gamma'(t)}{\|\gamma'(t)\|}, F(\gamma(t)) \right\rangle \|\gamma'(t)\| dt = \int_C \langle G, F \rangle ds$$

onde $G(\gamma(t)) = \frac{\gamma'(t)}{\|\gamma'(t)\|}$ é o *campo tangente* de γ . Embora interessante, essa ligação não será aprofundada neste curso, e trataremos a integral curvilínea de campo vetorial separadamente da de campo escalar.

Propriedade 5.17. Sejam (C, γ) uma curva orientada, que denotamos mais simplesmente C , e (C, γ^-) a curva com orientação oposta, que denotamos mais simplesmente C^- (veja a notação 5.13). Seja também um campo vetorial $F: C \rightarrow \mathbb{R}^n$. Vale

$$\int_{C^-} F \cdot dr = - \int_C F \cdot dr.$$

Demonstração. As curvas parametrizadas $\gamma: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ e $\gamma^-: I \rightarrow \mathbb{R}^n$ tem mesmo traço e sentido oposto. Isto é, pelo lema 5.11, podemos escrever $\gamma^- = \gamma \circ h$ com $h: I \rightarrow I$ um difeomorfismo tal que $h' < 0$. Escrevemos então a definição de integral curvilínea de campo vetorial:

$$\begin{aligned} \int_{C^-} F \cdot dr &= \int_I \langle (\gamma^-)'(t), F(\gamma^-(t)) \rangle dt \\ &= \int_I \langle \gamma'(h(t)), F(\gamma(h(t))) \rangle h'(t) dt \\ &= - \int_I \langle \gamma'(h(t)), F(\gamma(h(t))) \rangle \underbrace{|h'(t)|}_{ds} dt \\ &= - \int_I \langle \gamma'(t), F(\gamma(t)) \rangle dt \\ &= - \int_C F \cdot dr, \end{aligned}$$

onde usamos o teorema de mudança de variável na quarta igualdade. □

Exemplo 5.18. Consideremos as parametrizações γ_1 , γ_2 , γ_3 e γ_4 da semicircunferência $\mathcal{C} = \{(\cos t, \sin t) \mid t \in [0, \pi]\}$ dadas no exemplo 5.8. Consideraremos que \mathcal{C} é orientada no sentido trigonométrico. Já calculamos no exemplo 4.4 as derivadas

$$\begin{aligned}\gamma_1(t) &= \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} & \gamma_2(t) &= \begin{pmatrix} \cos t^2 \\ \sin t^2 \end{pmatrix} & \gamma_3(t) &= \begin{pmatrix} t \\ \sqrt{1-t^2} \end{pmatrix} & \gamma_4(t) &= \begin{pmatrix} t\sqrt{2-t^2} \\ 1-t^2 \end{pmatrix}. \\ \gamma_1'(t) &= \begin{pmatrix} -\sin t \\ \cos t \end{pmatrix} & \gamma_2'(t) &= \begin{pmatrix} -2t \sin t^2 \\ 2t \cos t^2 \end{pmatrix} & \gamma_3'(t) &= \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{-t}{\sqrt{1-t^2}} \end{pmatrix} & \gamma_4'(t) &= \begin{pmatrix} -\frac{2(t^2-1)}{\sqrt{2-t^2}} \\ -2t \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

Agora, seja o campo vetorial constante

$$\begin{aligned}F: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ (x, y) &\longmapsto (1, 0).\end{aligned}$$

Para calcular a integral curvilínea de F ao longo de \mathcal{C} , reproduziremos o cálculo para as quatro parametrizações. Observemos que as duas primeiras parametrizações percorrem \mathcal{C} no sentido trigonométrico — fornecendo então a integral $\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr$ —, e as duas outras no sentido horário — cuja integral denotamos $\int_{\mathcal{C}^-} F \cdot dr$.

$$\begin{aligned}\int_0^\pi \langle \gamma_1'(t), F(\gamma_1(t)) \rangle dt &= \int_0^\pi -\sin(t) dt = \left[\cos \right]_0^\pi = -2, \\ \int_0^{\sqrt{\pi}} \langle \gamma_2'(t), F(\gamma_2(t)) \rangle dt &= \int_0^{\sqrt{\pi}} -2t \sin(t^2) dt = \left[\cos(t^2) \right]_0^{\sqrt{\pi}} = -2, \\ \int_{-1}^1 \langle \gamma_3'(t), F(\gamma_3(t)) \rangle dt &= \int_{-1}^1 1 dt = 1 - (-1) = 2, \\ \int_{-1}^1 \langle \gamma_4'(t), F(\gamma_4(t)) \rangle dt &= \int_{-1}^1 -\frac{2(t^2-1)}{\sqrt{2-t^2}} dt = \left[t\sqrt{2-t^2} \right]_{-1}^1 = 2.\end{aligned}$$

Exemplo 5.19 (Trabalho de uma força). Como apresentamos no início desta seção, a integral curvilínea $\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr$ de um campo vetorial é entendida, na física, como o trabalho da força F em uma partícula cuja trajetória é \mathcal{C} . Em particular, podemos deduzir que, no caso de uma partícula cuja trajetória é ortogonal à força aplicada, a força não trabalha. Com efeito,

$$\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr = \int_I \underbrace{\langle \gamma'(t), F(\gamma(t)) \rangle}_0 dt = 0.$$

É o caso da força elétrica em uma partícula girando em torno da carga. Denotando

$$\begin{aligned}F: \mathbb{R}^3 \setminus \{(0, 0, 0)\} &\longrightarrow \mathbb{R} \\ X &\longmapsto \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{X}{\|X\|^3}\end{aligned}$$

o campo elétrico centrado em $X_0 = (0, 0, 0)$, e

$$\begin{aligned}\gamma: [0, \pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ t &\longmapsto (\cos t, \sin t, 0)\end{aligned}$$

o movimento de uma partícula cujo traço é a semicircunferência \mathcal{C} percorrida no sentido trigonométrico, temos

$$\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr = \int_0^\pi \underbrace{\left\langle \begin{pmatrix} -\sin t \\ \cos t \\ 0 \end{pmatrix}, \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \\ 0 \end{pmatrix} \right\rangle}_0 dt = 0.$$

5.3 Exercícios

Exercício 5.1. Calcule a integral curvilínea ao longo do círculo \mathcal{C} centrado na origem e de raio 1 e orientado no sentido trigonométrico para os seguintes campos vetoriais:

$$\begin{array}{lll} F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 & H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} -x \\ y \end{pmatrix}. \end{array}$$

Exercício 5.2. Considere a curva $\mathcal{C} = \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid x \in [-1, 1], y = x^2\}$, e os campos

$$\begin{array}{ll} f: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R} & F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto x + y - 1 & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \begin{pmatrix} xy^2 \\ x^2y \end{pmatrix}. \end{array}$$

Calcule as integrais curvilíneas $\int_{\mathcal{C}} f \, ds$ e $\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr$. Para integral de campo vetorial, considere as duas orientações.

Exercício 5.3. Calcule as integrais curvilíneas dos seguintes campos escalares f ao longo das curvas \mathcal{C} :

1. $f(x, y) = x + y$ e \mathcal{C} é o segmento de reta entre $(0, 1)$ e $(1, 0)$,
2. $f(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2$ e \mathcal{C} é o traço de $\gamma: t \in [0, \pi/2] \mapsto (\sin t, \cos t, 8t)$,
3. $f(x, y) = xy^4$ e \mathcal{C} é a semicircunferência centrada na origem e de raio 4,
4. $f(x, y) = 4x^3$ e \mathcal{C} é o segmento de reta entre $(-2, -1)$ e $(1, 2)$.

Exercício 5.4. Calcule as integrais curvilíneas dos seguintes campos vetoriais F ao longo das curvas orientadas \mathcal{C} :

1. $F \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ 3xy \\ -(x+z) \end{pmatrix}$ e \mathcal{C} é o segmento de reta de $(0, 1, 2)$ até $(2, 0, 1)$,
2. $F \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -x/2 \\ -y/2 \\ 1/4 \end{pmatrix}$ e \mathcal{C} é o traço (orientado) de $\gamma: t \in [0, 3\pi] \mapsto \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \\ t \end{pmatrix}$,
3. $F \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2y \\ 3x \\ x+y \end{pmatrix}$ e \mathcal{C} é o traço (orientado) de $\gamma: t \in [0, 2\pi] \mapsto \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \\ -1 \end{pmatrix}$,
4. $F \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2x \sin y \\ x^2 \cos y - 3y^2 \end{pmatrix}$ e \mathcal{C} é o segmento de reta de $(-1, 0)$ até $(5, 1)$.

Exercício 5.5. Calcule o trabalho da força elétrica

$$F: \mathbb{R}^3 \setminus \{(0, 0, 0)\} \longrightarrow \mathbb{R}$$

$$X \longmapsto \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{X}{\|X\|^3}$$

exercida sobre uma partícula que se move em uma linha reta de $(1, 0, 0)$ a $(0, 1, -1)$.

Exercício 5.6 (Energia cinética). Suponha que um objeto siga uma trajetória $\gamma: [a, b] \rightarrow \mathbb{R}^3$. Pela segunda lei de Newton, a força resultante aplicada sobre o objeto no instante t é

$$F(t) = m\gamma''(t)$$

onde m é a massa. Além disso, definimos a energia cinética do objeto como

$$E(t) = \frac{m}{2} \|\gamma'(t)\|^2.$$

Mostre que o trabalho da força F ao longo de γ vale $E(b) - E(a)$.

A Notações e convenções

Neste documento, o conjunto dos números naturais (0 incluído) e dos números inteiros serão escritos respectivamente como \mathbb{N} e \mathbb{Z} . Diremos que um número real $a \in \mathbb{R}$ é

$$\begin{array}{ll} \text{positivo} & \text{se } x \in (0, +\infty) \\ \text{negativo} & \text{se } x \in (-\infty, 0) \\ \text{não negativo} & \text{se } x \in [0, +\infty) \\ \text{não positivo} & \text{se } x \in (-\infty, 0] \end{array}$$

Escreveremos as coordenadas de um vetor $x \in \mathbb{R}^n$ entre parênteses e separadas por vírgulas, e de uma matriz $A \in \mathcal{M}_{n,m}(\mathbb{R})$ entre parênteses e sem vírgula:

$$x = (x_1, \dots, x_n) \qquad A = \begin{pmatrix} a_{11} & \dots & a_{1,m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n,1} & \dots & a_{n,m} \end{pmatrix}.$$

De um ponto de vista matricial, veremos o vetor como uma matriz de ordem $n \times 1$:

$$x = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} = (x_1 \quad \dots \quad x_n)^\top.$$

Em particular, dado um outro $y \in \mathbb{R}^n$, o produto matricial $x^\top y$ vale o produto escalar dos vetores, e o produto matricial xy^\top vale o produto externo dos vetores (matriz $n \times n$):

$$x^\top y = (x_1 \quad \dots \quad x_n) \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} = \sum_{i=1}^n x_i y_i,$$

$$xy^\top = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} (y_1 \quad \dots \quad y_n) = \begin{pmatrix} x_1 y_1 & \dots & x_1 y_n \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x_n y_1 & \dots & x_n y_n \end{pmatrix}.$$

Além disso, usaremos as seguintes notações:

$\mathbb{N}, \mathbb{Q}, \mathbb{R}, \mathbb{R}^+$	Números inteiros, racionais, reais, reais não negativos
\mathbb{R}^n	Espaço euclidiano de dimensão n
$\ \cdot\ ^2$	Norma euclidiana
$\langle x, y \rangle$ ou $x \cdot y$	Produto escalar de vetores $x, y \in \mathbb{R}^n$
$[a, b], \llbracket m, n \rrbracket$	Intervalo real, intervalo inteiro
x^\top	Transposta de um vetor ou uma matriz x
$\text{traço}(A)$	Traço de uma matriz A
χ_A	Função indicadora de um conjunto $A \subset \mathbb{R}$ ou \mathbb{R}^n
$\mathcal{P}, \mathcal{P}_p$	Partição de um intervalo, partição pontilhada
$\int f, \int_a^b f, \int_a^b f(x) \, dx$	Integral de uma função f
$[F]_a^b$ ou $F _a^b$	A diferença $F(b) - F(a)$
$D_x f$ ou $d_x f, J_x f$	Diferencial de uma função f em x , matriz jacobiana
$\frac{\partial f}{\partial x_i}$ ou $\partial_i f$	Derivadas parciais de uma função f
$\nabla f(x)$	Gradiente de uma função f em x
$\text{rot}_x F$ ou $\text{rot } F(x)$	Rotacional em x de um campo vetorial F bi- ou tridimensional
$\text{div}_x F$ ou $\text{div } F(x)$	Divergente de um campo vetorial F n -dimensional
$\ell(\gamma)$	Comprimento de uma curva parametrizada
$\int_{\mathcal{C}} f \, ds$	Integral curvilínea de um campo escalar f ao longo da curva \mathcal{C}
$\int_{\mathcal{C}} F \cdot dr$	Integral curvilínea de um campo vetorial F ao longo da curva orientada \mathcal{C}

B Indicações para os exercícios

B.1 Exercícios da seção 1

Correção do exercício 1.1.

- $I_1 = 0$ por integração via a primitiva $\frac{5}{4}x^4 - \frac{3}{2}x^2 - 7x$.
- $I_2 = \frac{5}{2}\sqrt{2} - 3$ por integração via a primitiva $2\sin x + 3\cos x$.
- $I_3 = \frac{2}{3}e - \frac{5}{9}$ por integração via a primitiva $\frac{2}{3}e^{3x} + 2x$.
- $I_4 = \frac{2}{9}$ por integração via a primitiva $\frac{1}{4}\ln(1 + 2x^2)$.
- $I_5 = \frac{1}{6}\ln\left(\frac{1+2e^6}{3}\right)$ por integração via a primitiva $\frac{1}{6}\ln(1 + 2e^{3x})$.
- $I_6 = \frac{\log^2 2}{2}$ por integração via a primitiva $\frac{1}{2}\ln^2 x$.
- $I_7 = 1$ por integração por partes com $\begin{cases} u(x) = x & u'(x) = 1 \\ v'(x) = e^x & v(x) = e^x \end{cases}$,

$$\int_0^1 uv' = [uv]_0^1 - \int_0^1 u'v = [xe^x]_0^1 - \int_0^1 e^x \, dx = e - (e - 1).$$

- $I_8 = \frac{1}{9}(1 - 2e^3)$ por integração por partes com $\begin{cases} u(x) = \ln x & u'(x) = 1/x \\ v'(x) = x^2 & v(x) = x^3/3 \end{cases}$,

$$\int_1^e uv' = [uv]_1^e - \int_1^e u'v = \left[\frac{1}{3}x^3 \ln x\right]_1^e - \int_1^e \frac{1}{3}x^2 dx = \frac{1}{3}e^3 - \frac{1}{9}e^3 - \frac{1}{9}.$$

- $I_9 = 2(\ln 2 - 1)^2$ por integração por partes com $\begin{cases} u(x) = \ln^2 x & u'(x) = 2\frac{\ln x}{x} \\ v'(x) = 1 & v(x) = x \end{cases}$,

$$\int_1^2 uv' = [uv]_1^2 - \int_1^2 u'v = [x \ln^2 x]_1^2 - \int_1^2 2 \ln x dx = 2 \ln^2 2 - 2(2 \ln 2 - 1),$$

onde usamos a primitiva $x \ln x - x$ de $\ln x$.

- $I_{10} = -1$ por mudança de coordenadas com $\begin{cases} t = \sqrt{x} \\ dt = \frac{1}{2\sqrt{x}} dx \end{cases}$

$$\begin{aligned} \int_1^4 \frac{1 - \sqrt{x}}{\sqrt{x}} dx &= \int_1^4 2(1 - \sqrt{x}) \cdot \underbrace{\frac{1}{2\sqrt{x}} dx}_{dt} = \int_{\sqrt{1}}^{\sqrt{4}} 2(1 - t) dt \\ &= [2t - t^2]_1^2 = -1. \end{aligned}$$

- $I_{11} = 2\sqrt{3} - 2 - \frac{\pi}{6}$ por mudança de coordenadas com $\begin{cases} t = \sqrt{x} \\ dt = \frac{1}{2\sqrt{x}} dx \end{cases}$

$$\begin{aligned} \int_1^3 \frac{\sqrt{x}}{x+1} dx &= \int_1^3 2 \frac{x}{x+1} \cdot \underbrace{\frac{1}{2\sqrt{x}} dx}_{dt} = 2 \int_{\sqrt{1}}^{\sqrt{3}} \frac{t^2}{t^2+1} dt = 2 \int_1^{\sqrt{3}} 1 - \frac{1}{t^2+1} dt \\ &= 2[t - \arctan t]_1^{\sqrt{3}} \\ &= 2(\sqrt{3} - \arctan \sqrt{3} - 1 + \arctan 1) \\ &= 2(\sqrt{3} - \frac{\pi}{3} - 1 + \frac{\pi}{4}). \end{aligned}$$

- $I_{12} = \frac{\pi}{2}$ por mudança de coordenadas com $\begin{cases} \sin t = x & (t = \arcsin x) \\ dx = \cos t dt & (dt = \frac{1}{\cos t} dx) \end{cases}$,

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 \sqrt{1-x^2} \underbrace{dx}_{\cos t dt} &= \int_{\arcsin -1}^{\arcsin 1} \sqrt{1-\sin^2 t} \cdot \cos t dt = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos t \cdot \cos t dt \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{1 + \cos 2t}{2} dt = \frac{\pi}{2}. \end{aligned}$$

Correção do exercício 1.2.

1. Ao integrar I_n por partes, vemos que $I_n = (n-1)(I_{n-2} - I_n)$, e portanto $I_n = \frac{n-1}{n} I_{n-2}$. Como $I_0 = \pi/2$, deduzimos

$$I_{2n} = \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \frac{\pi}{2} \quad \text{e} \quad I_{2n+1} = \frac{(2n)!!}{(2n+1)!!}.$$

onde o duplo fatorial é definido como $p!! = p(p-2)(p-4) \cdots$.

2. Este produto vale $\frac{I_{2n+1}}{I_{2n}} \frac{\pi}{2}$. Por monotonicidade da integral, $I_{2n+1} \leq I_{2n} \leq I_{2n-1}$. Logo,

$$1 \leq \frac{I_{2n}}{I_{2n+1}} \leq \frac{I_{2n-1}}{I_{2n+1}} = \frac{2n+1}{2n} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 1.$$

Correção do exercício 1.3.

1. Primeiro, mostre que se G é uma primitiva de f^{-1} , então $G(f(x))' = xf'(x)$.
2. Chame o teorema do valor intermediário: existe $x \in [0, a]$ tal que $f(x) = b$.
3. Use $f(x) = x^{p-1}$.

Correção do exercício 1.4.

1. Use a monotonicidade da integral.
2. Use o teorema do valor médio para função f cujos mínimo e máximo são m e M .
3. Mostre primeiro que $m \int_a^b g \leq \int_a^b fg \leq M \int_a^b g$, e raciocine como antes.

Correção do exercício 1.5. Poderemos começar com $F(x) = \int_0^{g(x)} h$.

Correção do exercício 1.6.

I_1 converge	I_2 diverge	I_3 converge
I_4 diverge	I_5 converge	I_6 diverge
I_7 converge	I_8 converge	I_9 converge

Correção do exercício 1.7.

1. A convergência segue da aproximação $\ln(\sin(x)) \sim_{x \rightarrow 0} \ln(x)$, uma primitiva do qual é $x \mapsto x \ln(x) - x$.
2. Usando $\sin(x) = 2 \sin(x/2) \cos(x/2)$, obtemos

$$I = \frac{\pi \ln(2)}{2} + \int_0^{\pi/2} \ln \sin \frac{x}{2} dx + \int_0^{\pi/2} \ln \cos \frac{x}{2} dx$$

Por outro lado, integrando por substituição, temos

$$\int_0^{\pi/2} \ln \sin \frac{x}{2} dx = 2 \int_0^{\pi/4} \ln \sin x dx, \quad \int_0^{\pi/2} \ln \cos \frac{x}{2} dx = 2 \int_0^{\pi/4} \ln \cos x dx,$$

bem como

$$\int_0^{\pi/4} \ln \cos x dx = \int_{\pi/4}^{\pi/2} \ln \sin x dx.$$

Logo, a primeira equação reescreve-se como $I = \frac{\pi \ln(2)}{2} + 2I$, e deduzimos

$$I = -\frac{\pi \ln(2)}{2}.$$

Correção do exercício 1.8. Poderemos usar o critério da comparação (propriedade 1.36), juntamente com o seguinte truque: se $\alpha > 0$, então pode-se escrever $\alpha = 1 + 2h$, com $h > 0$, e

$$\frac{1}{t^\alpha (\log t)^\beta} = \frac{1}{t^{1+h} \cdot t^h (\log t)^\beta} = \mathcal{O}_{t \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{t^{1+h}} \right).$$

Correção do exercício 1.9.

1. Escreva $e^{t^{x-1}} = e^{t+(x-1)\ln(x)}$, estude o comportamento assintótico da função em 0 e $+\infty$, e usa resultados de comparação para integral imprópria.
2. Integre por partes.
3. Use (2) junto com $\Gamma(1) = 1$.

Correção do exercício 1.10. Fabrique, à mão, uma sequência de intervalos $[t_0, t_1]$, $[t_2, t_3]$, ..., tal que $t_0 < t_1 < t_2 < t_3 < \dots$ e

$$\sum_{i=1}^{+\infty} \int_{t_{2i}}^{t_{2i+1}} \frac{|\cos x|}{x} dx \geq \sum_{i=1}^{+\infty} \frac{1}{t_{2i+1}} \int_{t_{2i}}^{t_{2i+1}} |\cos x| dx = +\infty.$$

Correção do exercício 1.11. Pondo $F(t) = \int_1^t f$, a integração por partes mostra que

$$\int_1^t \frac{f(x)}{x^\alpha} dx = \left[\frac{F(x)}{x^\alpha} \right]_1^t + \alpha \int_1^t \frac{F(x)}{x^{\alpha+1}} dx.$$

Correção do exercício 1.12. Por um lado, $\int_0^1 f_n = 1$. Por outro lado, $(f_n)_{n>0}$ converge pontualmente em $[0, 1]$ a função constante igual a 0, cuja integral é 0. Consequentemente, $\lim \int_0^1 f_n \neq \int_0^1 \lim f_n$.

Correção do exercício 1.13. Pode-se usar o teorema de convergência dominada, junto com a convergência pontual $f(x^n) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} f(0)$ por todo $x \in [0, 1)$.

Correção do exercício 1.14. Usando a desigualdade $f \leq M$, obtemos

$$\left(\int_a^b f(x)^n dx \right)^{1/n} \leq \left(\int_a^b M^n dx \right)^{1/n} = \left((b-a)M^n \right)^{1/n} = (b-a)^{1/n} M \xrightarrow{n \rightarrow \infty} M.$$

Agora, escolhamos um $\epsilon > 0$. Mostraremos que

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(\int_a^b f(x)^n dx \right)^{1/n} \geq M - \epsilon,$$

o que bastará para concluir. Seja $y \in [a, b]$ que atinge o máximo M e, por continuidade, $\eta > 0$ tal que $f(x) > M - \epsilon$ por todo $x \in [y - \eta, y + \eta]$. Escrevemos

$$\begin{aligned} \left(\int_a^b f(x)^n dx \right)^{1/n} &\geq \left(\int_{y-\eta}^{y+\eta} (M - \epsilon)^n dx \right)^{1/n} = \left((2\eta)(M - \epsilon)^n \right)^{1/n} \\ &= (2\eta)^{1/n} (M - \epsilon) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} M - \epsilon. \end{aligned}$$

B.2 Exercícios da seção 2

Correção do exercício 2.1. O gradiente é

$$\nabla \|x\|^p = p\|x\|^{p-2}x = p\|x\|^{p-1} \frac{x}{\|x\|}.$$

Correção do exercício 2.2. Seja I a matriz identidade $n \times n$. Temos as jacobianas:

$$J_{(x,y)}F = \begin{pmatrix} 2x \cos(x^2 + y^2) & 2y \cos(x^2 + y^2) \\ -2x \sin(x^2 - y^2) & 2y \sin(x^2 - y^2) \end{pmatrix} \quad J_{(x,y,z)}G = \begin{pmatrix} e^{yz} & xze^{yz} & xye^{yz} \\ yze^{xz} & e^{xz} & xye^{xz} \end{pmatrix}$$

$$J_{(x,y)}H = \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2} \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} \quad J_xI = -\frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \|x\|)^{3/2}} \frac{x}{\|x\|}$$

$$J_xJ = \frac{1}{\|x\|^p} \left(I - p \frac{xx^\top}{\|x\|^2} \right) \quad J_xK = e^{-\|x\|^2} (I - 2xx^\top)$$

Correção do exercício 2.3.

1. Temos

$$\det(I + tE_{i,j}) = \begin{cases} 1 + t & \text{se } i = j \\ 1 & \text{se não} \end{cases} \quad \text{donde} \quad \frac{\partial \det}{\partial x_{i,j}}(I) = \begin{cases} 1 & \text{se } i = j \\ 0 & \text{se não.} \end{cases}$$

2. Decompomos a diferencial na base canônica:

$$d_I \det(H) = \sum_{1 \leq i, j \leq n} \frac{\partial \det}{\partial x_{i,j}}(I) H_{i,j} = \sum_{1 \leq i \leq n} H_{i,i} = \text{traço}(H).$$

Correção do exercício 2.4. As seguintes curvas são integrais e $\gamma(0) = (1, 0)$:

$$\begin{array}{lll} \gamma_F: \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}^2 & \gamma_G: \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}^2 & \gamma_H: \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t \longmapsto \begin{pmatrix} t+1 \\ 0 \end{pmatrix} & t \longmapsto \begin{pmatrix} \cos t \\ \frac{1}{2} \sin t \end{pmatrix} & t \longmapsto (t+1) \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} \end{array}$$

Correção do exercício 2.5. Temos os potenciais respectivos

$$\begin{array}{lll} f: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R} & g: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R} & h: \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R} \\ \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto y \sin x + \frac{1}{2}y^2 & \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longmapsto \frac{1}{2}x^2 + x(y + y^2) & \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \longmapsto x^3y^5z^7 \end{array}$$

Correção do exercício 2.6.

1. Denotando $X^+ = (1, 0)$ e $X^- = (-1, 0)$, um potencial é dado por

$$f(X) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{\|X - X^+\|} - \frac{1}{\|X - X^-\|} \right).$$

2. Como um ponto $X = (0, y)$ é equidistante de X^+ e X^- , temos $\|X - X^+\| = \|X - X^-\|$, e logo $f(X) = 0$.

3. Explicitamente,

$$f(r, 0) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{|r-1|} - \frac{1}{|r+1|} \right).$$

Por outro lado, temos o equivalente

$$\frac{1}{|r-1|} - \frac{1}{|r+1|} = \frac{|r+1| - |r-1|}{|r-1||r+1|} = \frac{2}{|r-1||r+1|} \underset{r \rightarrow +\infty}{\sim} \frac{2}{r^2}.$$

Concluimos injetando a segunda fórmula na primeira.

B.3 Exercícios da seção 3

Correção do exercício 3.1. Um cálculo direto mostra que

$\text{rot } F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$	$\text{rot } G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$	$\text{rot } H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$
$(x, y) \longmapsto 0$	$(x, y) \longmapsto \frac{5}{2}$	$(x, y) \longmapsto 2$
$\text{div } F: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$	$\text{div } G: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$	$\text{div } H: \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$
$(x, y) \longmapsto \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}$	$(x, y) \longmapsto 0$	$(x, y) \longmapsto \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}$

Apenas F tem um rotacional nulo, o que indica que é o único candidato para ser conservativo. De fato, ele é, pois admite o potencial $f: (x, y) \mapsto \|(x, y)\|$ (consulte o exercício 2.1).

Correção do exercício 3.2.

1. Calculamos:

$$\begin{aligned} \text{rot } F &= \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{x}{x^2 + y^2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{-y}{x^2 + y^2} \right) \\ &= \frac{y^2 - x^2}{x^2 + y^2} + \frac{x^2 - y^2}{x^2 + y^2} \\ &= 0. \end{aligned}$$

2. Exibiremos uma curva integral periódica (e, portanto, não injetora). Seja

$$\begin{aligned} \gamma: \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto (\cos t, \sin t). \end{aligned}$$

Ela é uma curva integral para F , pois

$$\begin{aligned} F(\gamma(t)) &= F(\cos t, \sin t) = \frac{1}{\cos^2 t + \sin^2 t} (-\sin t, \cos t) \\ &= (-\sin t, \cos t) \\ &= \gamma'(t). \end{aligned}$$

Pela propriedade 2.30, concluímos que F não é conservativo.

Correção do exercício 3.3. A solução é $(\alpha, \beta) = (-1, -2)$.

Correção do exercício 3.6.

1. Para todo $(x, y) \in \mathbb{R}^2$ com $y \neq 0$, o resultado é $E \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ q/(2\pi\epsilon_0 y) \end{pmatrix}$. De fato,

$$\begin{aligned} E_1(x, y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{x-t}{((x-t)^2 + y^2)^{3/2}} dt = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{-1}{((x-t)^2 + y^2)^{1/2}} \right]_{-\infty}^{+\infty} = 0 \\ E_2(x, y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{y}{((x-t)^2 + y^2)^{3/2}} dt = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{t-x}{y^2((x-t)^2 + y^2)^{1/2}} \right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 y}. \end{aligned}$$

2. Aplicando as definições, obtemos $\text{rot } E = 0$ e $\text{div } E = -q/(2\pi\epsilon_0 y^2)$.
3. O campo é conservativo pois admite o potencial $V(x, y) = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \ln(|y|)$.

Correção do exercício 3.7. Calculemos a circulação para os três campos.

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_{(x,y)}^F(r) &= \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} x + r \cos t \\ y + r \sin t \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\sin t \\ \cos t \end{pmatrix} dt \\ &= \int_0^{2\pi} -(x + r \cos t) \sin t + (y + r \sin t) \cos t dt \\ &= \underbrace{\int_0^{2\pi} -x \sin t dt}_0 + \underbrace{\int_0^{2\pi} y \cos t dt}_0 + \underbrace{\int_0^{2\pi} -r \cos t \sin t + r \sin t \cos t dt}_0 \end{aligned}$$

Logo, $\mathcal{C}_{(x,y)}^F(r) = 0$ e $\mathcal{C}_{(x,y)}^{0,F} = 0$. Similarmente, temos

$$\mathcal{C}_{(x,y)}^G(r) = \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} -(y + r \sin t) \\ x + r \cos t \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\sin t \\ \cos t \end{pmatrix} dt = 2\pi r$$

donde $\mathcal{C}_{(x,y)}^{0,G} = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{2\pi r}{\pi r} = 2$. Finalmente,

$$\mathcal{C}_{(x,y)}^H(r) = \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} 1 \\ (x + r \cos t)^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\sin t \\ \cos t \end{pmatrix} dt = \int_0^{2\pi} 2xr \cos^2 t dt = 2\pi xr$$

do qual obtemos $\mathcal{C}_{(x,y)}^{0,H} = 2x$. Além disso, ao calcular o rotacional destes campos, vemos que eles coincidem com as circulações infinitesimais calculadas acima.

Correção do exercício 3.8. Calculemos o fluxo para os três campos.

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{(x,y)}^F(r) &= \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} x + r \cos t \\ y + r \sin t \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} dt \\
&= \int_0^{2\pi} (x + r \cos t) \cos t + (y + r \sin t) \sin t dt \\
&= \underbrace{\int_0^{2\pi} x \cos t dt}_0 + \underbrace{\int_0^{2\pi} y \sin t dt}_0 + \int_0^{2\pi} \underbrace{r \cos^2 t + r \sin^2 t}_r dt = 2\pi r.
\end{aligned}$$

Logo, $\mathcal{F}_{(x,y)}^{0,F} = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{2\pi r}{\pi r} = 2$. Os cálculos continuam:

$$\mathcal{F}_{(x,y)}^G(r) = \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} -2(y + r \sin t) \\ (x + r \cos t)/2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} dt = 0$$

donde $\mathcal{F}_{(x,y)}^{0,G} = 0$. Por fim,

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{(x,y)}^H(r) &= \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(x + r \cos t) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos t \\ \sin t \end{pmatrix} dt \\
&= \underbrace{\int_0^{2\pi} \cos t dt}_0 + \int_0^{2\pi} \cos(x + r \cos t) \sin t dt \\
&= [\cos(x + r \cos t)/r]_{t=0}^{2\pi} = 0.
\end{aligned}$$

Deduzimos que $\mathcal{F}_{(x,y)}^{0,H} = 0$. Se calcularmos os divergentes destes campos, veremos que são iguais aos fluxos infinitesimais que acabamos de calcular.

B.4 Exercícios da seção 4

Correção do exercício 4.1. A velocidade da curva $\gamma_{(p,q)}$ é

$$\begin{aligned}
\gamma'_{(p,q)}: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\
t &\longmapsto \begin{pmatrix} -q \sin(qt)(1 + \cos(pt)) - p \cos(qt) \sin(pt) \\ q \cos(qt)(1 + \cos(pt)) - p \sin(qt) \sin(pt) \\ p \cos(pt) \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Logo, por definição, sua velocidade escalar quadrada é dada por

$$\begin{aligned}
\|\gamma'_{(p,q)}\|^2 &= \left(-q \sin(qt)(1 + \cos(pt)) - p \cos(qt) \sin(pt) \right)^2 \\
&\quad + \left(q \cos(qt)(1 + \cos(pt)) - p \sin(qt) \sin(pt) \right)^2 \\
&\quad + \left(p \cos(pt) \right)^2 \\
&= q^2(1 + \cos(pt))^2 + p^2 \sin(pt)^2 + p^2 \cos(pt)^2 \\
&= p^2 + q^2(1 + \cos(pt))^2.
\end{aligned}$$

Correção do exercício 4.2. Respectivamente, temos as parametrizações

$$\begin{aligned}\gamma_X: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & \gamma_Y: [-1, 1] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 & \gamma_Z: [0, 2\pi] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \begin{pmatrix} \cos(t) \\ \sqrt{2} \sin(t) \end{pmatrix} & t &\longmapsto \begin{pmatrix} t \\ t^2 \end{pmatrix} & t &\longmapsto \begin{pmatrix} \sqrt{2|\cos 2t|} \cos t \\ \sqrt{2|\cos 2t|} \sin t \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

Para obter a forma de γ_Z , podemos raciocinar da seguinte forma. Escrevendo $(x, y) = (r \cos t, r \sin t)$, vemos que a equação $(x^2 + y^2)^2 = 2(x^2 - y^2)$ é equivalente a

$$r^4(\cos^2 t + \sin^2 t)^2 = 2(\cos^2 t - \sin^2 t).$$

Usando a relação $\cos^2 t - \sin^2 t = \cos 2t$, obtemos

$$r^2 = 2 \cos 2t,$$

ou seja, temos $\cos 2t \geq 0$ e $r = \pm\sqrt{2 \cos 2t}$. Supondo que $t \in [-\pi/2, 2\pi - \pi/2]$, temos que $\cos 2t \geq 0$ se e somente se $t \in [-\pi/4, \pi/4] \cup [3\pi/4, 5\pi/4]$. Logo, as soluções da equação se dividem em dois conjuntos, de acordo com $r = +\sqrt{2 \cos 2t}$ ou $r = -\sqrt{2 \cos 2t}$:

$$\begin{aligned}A &= \left\{ \begin{pmatrix} \sqrt{2 \cos 2t} \cos t \\ \sqrt{2 \cos 2t} \sin t \end{pmatrix} \mid t \in \left[-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}\right] \cup \left[\frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}\right] \right\}, \\ B &= \left\{ \begin{pmatrix} -\sqrt{2 \cos 2t} \cos t \\ -\sqrt{2 \cos 2t} \sin t \end{pmatrix} \mid t \in \left[-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}\right] \cup \left[\frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}\right] \right\}.\end{aligned}$$

É possível simplificar ainda mais. Observe que, se

$$t \in \left[-\frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{4}\right] \cup \left[\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}\right] \cup \left[\frac{5\pi}{4}, \frac{6\pi}{4}\right],$$

então o cosseno é negativo, e vale

$$\begin{pmatrix} -\sqrt{2|\cos 2t|} \cos t \\ -\sqrt{2|\cos 2t|} \sin t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{2 \cos(2t + \pi)} \cos(t + \pi) \\ \sqrt{2 \cos(2t + \pi)} \sin(t + \pi) \end{pmatrix}.$$

Consequentemente, o conjunto B pode ser reescrito como

$$B = \left\{ \begin{pmatrix} \sqrt{2|\cos 2t|} \cos t \\ \sqrt{2|\cos 2t|} \sin t \end{pmatrix} \mid t \in \left[-\frac{\pi}{2}, -\frac{\pi}{4}\right] \cup \left[\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}\right] \cup \left[\frac{5\pi}{4}, \frac{6\pi}{4}\right] \right\}.$$

Deduzimos que o conjunto de soluções $A \cup B$ admite a forma

$$\begin{aligned}A \cup B &= \left\{ \begin{pmatrix} \sqrt{2|\cos 2t|} \cos t \\ \sqrt{2|\cos 2t|} \sin t \end{pmatrix} \mid t \in \left[-\frac{\pi}{2}, 2\pi - \frac{\pi}{2}\right] \right\} \\ &= \left\{ \begin{pmatrix} \sqrt{2|\cos 2t|} \cos t \\ \sqrt{2|\cos 2t|} \sin t \end{pmatrix} \mid t \in [0, 2\pi] \right\}.\end{aligned}$$

Correção do exercício 4.3. Uma parametrização é

$$\begin{aligned}\gamma: [0, 1] &\longrightarrow \mathbb{R}^2 \\ t &\longmapsto \begin{pmatrix} t \\ t^{3/2} \end{pmatrix}\end{aligned}$$

cujo comprimento é

$$\ell(\gamma) = \int_0^1 \sqrt{1^2 + \left(\frac{3}{2}\sqrt{t}\right)^2} dt = \frac{1}{27}(13\sqrt{13} - 8).$$

Correção do exercício 4.4.

1. O comprimento vale

$$\int_0^T \sqrt{2}e^{-t} dt = \sqrt{2}(1 - e^{-T}),$$

e tende para $\sqrt{2}$.

2. Um homeomorfismo para uma reparametrização pelo comprimento de arco é

$$\begin{aligned} \gamma: [0, \sqrt{2}(1 - e^{-T})] &\longrightarrow [0, T] \\ t &\longmapsto \ln \left(\frac{1}{1 - \frac{t}{\sqrt{2}}} \right). \end{aligned}$$

Correção do exercício 4.5. Poderemos supor que γ é parametrizada pelo comprimento de arco, e estudar a projeção de γ' no subespaço vetorial gerado por $\gamma(b) - \gamma(a)$.

C Testes para casa

C.1 Primeiro teste - prazo 27/03/2024

Modalidades. Este teste consiste em dois problemas, cada questão valendo um ponto, em um total de dez pontos. As respostas devem ser argumentadas, e a aplicação de propriedades ou teoremas deve ser feita mediante a verificação das hipóteses. Os alunos têm a opção de devolver suas respostas por escrito em papel, pessoalmente ou por foto para o e-mail raphael.tinarrage@fgv.br, ou como um documento escrito com um software de redação matemática, enviado para o mesmo e-mail. Este documento será entregue aos alunos no 13/03/2024, e o prazo final é o 27/03/2024 às 11h10.

Problema 1 (campos vetoriais fechados no toro). Sejam os conjuntos

$$\begin{aligned} L &= \{(x, y, z) \in \mathbb{R}^3 \mid x = 0, y = 0\}, \\ S &= \{(x, y, z) \in \mathbb{R}^3 \mid x^2 + y^2 = 1, z = 0\}, \\ \Omega &= \mathbb{R}^3 \setminus (L \cup S) \end{aligned}$$

e os campos vetoriais

$$\begin{aligned} F: \Omega &\longrightarrow \mathbb{R}^3 & G: \Omega &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} &\longmapsto \begin{pmatrix} \frac{-y}{x^2 + y^2} \\ \frac{x}{x^2 + y^2} \\ 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} &\longmapsto \begin{pmatrix} \frac{-xz}{\sqrt{x^2 + y^2} \left((\sqrt{x^2 + y^2} - 1)^2 + z^2 \right)} \\ \frac{-yz}{\sqrt{x^2 + y^2} \left((\sqrt{x^2 + y^2} - 1)^2 + z^2 \right)} \\ \frac{\sqrt{x^2 + y^2} - 1}{(\sqrt{x^2 + y^2} - 1)^2 + z^2} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

- (a) Justifique que F e G são bem definidos e são de classe C^∞ .
- (b) Mostre que o rotacional destes campos vale zero.
- (c) Da pergunta anterior, podemos concluir que os campos são conservativos? Detalhe.
- (d) Esboce F no plano $\{(x, y, z) \in \mathbb{R}^3 \mid z = 0\}$ e G no plano $\{(x, y, z) \in \mathbb{R}^3 \mid y = 0\}$.
- (e) Mostre que as duas seguintes curvas são curvas integrais de F e G , respectivamente. Conclua que os campos não são conservativos.

$$\begin{aligned} \gamma_F: \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^3 & \gamma_G: \mathbb{R} &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ t &\longmapsto \begin{pmatrix} \cos(4t)/2 \\ \sin(4t)/2 \\ 0 \end{pmatrix} & t &\longmapsto \begin{pmatrix} 1 + \cos(4t)/2 \\ 0 \\ \sin(4t)/2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Indicações: Um campo vetorial conservativo tem rotacional nulo. Além disso, uma curva integral para o campo $F: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ é uma curva $\gamma: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}^3$ tal que $\gamma' = F \circ \gamma$. Se um campo admite uma curva integral não-constante e não-injetora, então não é conservativo.

Comentário: Como veremos mais adiante, a existência de campos vetoriais **não** conservativos de rotacional nulo depende da topologia do espaço subjacente. Por exemplo, se o domínio for simplesmente conexo, então tais campos não existem (esse resultado é o lema de Poincaré). Por outro lado, o domínio Ω em nosso problema é, topologicamente falando, um toro (mais precisamente, Ω se retrai em um toro). No toro, há essencialmente dois campos vetoriais **não** conservativos com rotacional nulo: são os campos F e G acima.

Problema 2 (velocidade da luz). Neste problema, trabalharemos no espaço \mathbb{R}^4 , cujos pontos serão denotados genericamente (x, y, z, t) , sendo as três primeiras coordenadas entendidas como coordenadas espaciais e a quarta como uma coordenada temporal. Dada uma função $F: \mathbb{R}^4 \rightarrow \mathbb{R}^3$, que veremos como um campo vetorial dinâmico (ou seja, dependente do tempo), calcularemos o rotacional (rot), o divergente (div) e o laplaciano vetorial (∇^2) com relação às coordenadas espaciais. Isto é, denotando (F_1, F_2, F_3) as componentes de F , consideraremos

$$\begin{aligned} \text{rot } F &= \left(\frac{\partial F_3}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial z}, \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial F_3}{\partial x}, \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} \right), \\ \text{div } F &= \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} + \frac{\partial F_3}{\partial z}, \\ \nabla^2 F &= \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 F_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_1}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 F_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_2}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 F_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_3}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F_3}{\partial z^2} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Este problema trata das equações de Maxwell no vácuo sem carga e sem corrente:

$$\operatorname{div} E = 0 \quad (6)$$

$$\operatorname{div} B = 0 \quad (7)$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (8)$$

$$\operatorname{rot} B = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (9)$$

onde $E, B: \mathbb{R}^4 \rightarrow \mathbb{R}^3$ são funções de classe C^2 , chamadas respectivamente de campo elétrico e campo magnético, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ é a permeabilidade do vácuo e $\epsilon_0 \approx 8.85 \times 10^{-12}$ é a permissividade do vácuo. Além disso, dado $\omega \in \mathbb{R}$, $k \in \mathbb{R}^3$ unitário e $n \in \mathbb{R}^3$ ortogonal a k , pomos a seguinte função, chamada de onda plana monocromática:

$$\begin{aligned} F_{(\omega, k, n)}: \mathbb{R}^4 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ (x, z, y, t) &\longmapsto \cos(\langle k, (x, y, z) \rangle - t\omega)n. \end{aligned} \quad (10)$$

O termo ω é chamado de velocidade, k de vetor de propagação e n de polarização.

- (f) Sejam $\omega \in \mathbb{R}$ e $k, n \in \mathbb{R}^3$ ortogonais. Calcule $\operatorname{rot} F_{(\omega, k, n)}$, $\operatorname{div} F_{(\omega, k, n)}$ e $\frac{\partial}{\partial t} F_{(\omega, k, n)}$.
- (g) Seja $\omega \in \mathbb{R}$, $k \in \mathbb{R}^3$ unitário, $n \in \mathbb{R}^3$ ortogonal a k , e define $\tilde{n} = \frac{1}{\omega} k \times n$. Além disso, consideremos as funções $E = F_{(\omega, k, n)}$ e $B = F_{(\omega, k, \tilde{n})}$. Mostre que E e B são soluções das equações (6), (7), (8) e (9) se e somente se $\omega = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$.
- (h) Seja $F: \mathbb{R}^4 \rightarrow \mathbb{R}^3$ de classe C^2 . Prove que $\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} F = \operatorname{rot} \frac{\partial}{\partial t} F$.
- (i) Sejam $E, B: \mathbb{R}^4 \rightarrow \mathbb{R}^3$ soluções de classe C^2 das equações (6), (7), (8) e (9). Mostre

$$\nabla^2 E = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (11)$$

$$\nabla^2 B = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2}. \quad (12)$$

Poderemos aplicar o operador rotacional aos membros das equações (8) e (9) e usar a pergunta anterior e a indicação abaixo.

- (j) Dada $F: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$ de classe C^2 , e denotando genericamente os pontos de \mathbb{R}^2 como (x, t) , considere equação

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}. \quad (13)$$

Mostre que para toda função $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$ de classe C^2 e todos $(k, \omega) \in \mathbb{R}^3 \times \mathbb{R}$, a seguinte função é solução da equação (13):

$$\begin{aligned} F: \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (x, t) &\longmapsto f(kx - t\omega). \end{aligned}$$

Indicação: Uma função $F: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ de classe C^2 satisfaz a relação

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot}(F)) = \nabla \operatorname{div} F - \nabla^2 F.$$

Comentário: O resultado da questão (g) é uma das previsões notáveis das equações de Maxwell: para que uma onda plana seja uma solução, sua velocidade deve ser igual a $1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \approx 2,99 \times 10^8$, ou seja, a velocidade da luz. Hoje sabemos que a luz é uma onda eletromagnética, e este resultado pode parecer tautológico. No entanto, em uma época em que esse conhecimento ainda não estava solidificado, as equações de Maxwell permitiram argumentar a favor da luz como uma onda eletromagnética. Além disso, vemos na questão (i) que as equações admitem, em nosso caso (no vácuo, sem carga e sem corrente), uma desacoplagem dos campos elétrico e magnético. Elas seguem então a equação da onda. Em geral, a equação da onda admite uma grande variedade de soluções, como vemos na questão (j), no caso unidimensional em espaço. No entanto, ao adicionar as equações (6) e (7) de Maxwell, que atuam como valor inicial, mostra-se que as soluções são, na realidade, apenas combinações lineares das ondas planas monocromáticas da equação (10) (na verdade, precisamos tomar “combinações lineares infinitas”, por meio da teoria das séries de Fourier).

D Referências

- [CB22] Jean Cerqueira Berni. Mat 2455 - Cálculo diferencial e integral III. *Instituto de Matemática e Estatística - IME/USP*, 2022. <https://www.ime.usp.br/~jeancb/mat2455.html>.
- [Gil15] DC Gillespie. The Cauchy definition of a definite integral. *The Annals of Mathematics*, 17(2):61–63, 1915. <https://www.jstor.org/stable/2007121>.
- [Gou20] Xavier Gourdon. Les maths en tête: Analyse. *Les maths en tête*, pages 1–456, 2020. <https://keybase.theophile.me/mathslivres/gourdon-analyse.pdf>.
- [Gri13] David J Griffiths. *Introduction to electrodynamics*. Pearson, 2013.
- [KKS04] D.S. Kurtz, J. Kurzweil, and C.W. Swartz. *Theories of Integration: The Integrals of Riemann, Lebesgue, Henstock-Kurzweil, and Mcshane*. Series in real analysis. World Scientific Pub., 2004. <https://epdf.tips/theories-of-integration.html>.
- [KPR62] Erik Kristensen, Ebbe Thue Poulsen, and Edgar Reich. A characterization of riemann-integrability. *The American Mathematical Monthly*, 69(6):498–505, 1962.
- [Leb72] Henri Lebesgue. *Œuvres scientifiques, Volumes I and II*. L’enseignement mathématique. and Université de Genève. Institut de mathématiques, 1972.
- [Lux71] WAJ Luxemburg. Arzela’s dominated convergence theorem for the riemann integral. *The American Mathematical Monthly*, 78(9):970–979, 1971. https://sites.math.washington.edu/~morrow/335_17/dominated.pdf.
- [Mas16] Patrick Massot. Mat 553 - Formes différentielles et intégration. *Université Paris-Saclay - IMO*, 2016. <https://www.imo.universite-paris-saclay.fr/~patrick.massot/enseignement/mat553/chap-formes-diff.html>.
- [MHB11] Pedro Alberto Morettin, Samuel Hazzan, and Wilton de Oliveira Bussab. *Cálculo funções de uma e várias variáveis*. Saraiva Uni, 2011. <https://docu>

ment.onl/download/link/livro-calculo-funcoes-de-uma-e-varias-variaveis-bussab-wilton.html.

- [MT12] Jerrold E. Marsden and Anthony Tromba. *Vector calculus*. W.H. Freeman, New York, array edition, 2012. <https://uuwaterloohome.files.wordpress.com/2020/04/jerrold-e.-marsden-anthony-tromba-vector-calculus.pdf>.
- [PCJ12] Murray H Protter and B Charles Jr. *A first course in real analysis*. Springer Science & Business Media, 2012. [https://www.mymathsccloud.com/api/download/modules/University/Textbooks/analysis-real/8\)A%20First%20Course%20in%20Real%20Analysis%20Protter.pdf?id=25323333](https://www.mymathsccloud.com/api/download/modules/University/Textbooks/analysis-real/8)A%20First%20Course%20in%20Real%20Analysis%20Protter.pdf?id=25323333).
- [Pin10] Márcia Maria Fusaro Pinto. Introdução ao cálculo integral, 2010. <https://docente.ifrn.edu.br/elionardomelo/disciplinas/calculo-diferencial-e-integral-ii/material-de-aula>.
- [PM09] Diomara Pinto and Maria Cândida Ferreira Morgado. *Cálculo diferencial e integral de funções de várias variáveis*. UFRJ, 2009.
- [Spi06] Michael Spivak. *Calculus*. Cambridge University Press, 2006. [https://isidore.co/CalibreLibrary/Spivak,%20Michael/Calculus%20\(4th%20ed.\)%20\(8039\)/](https://isidore.co/CalibreLibrary/Spivak,%20Michael/Calculus%20(4th%20ed.)%20(8039)/).
- [SR17] James Stewart and Jorge Humberto Romo. *cálculo, Volume 2*. Cengage Learning, 2017. https://ead.ict.unesp.br/pluginfile.php/26291/mod_resource/content/3/Calculo%20-%20James%20Stewart%20-%207%20Edi%C3%A7%C3%A3o%20-%20Volume%202.pdf.
- [Ton01] Jingcheng Tong. Partitions of the interval in the definition of Riemann's integral. *International Journal of Mathematical Education in Science and Technology*, 32(5):788–793, 2001.
- [Wel11] Jonathan Wells. Generalizations of the Riemann integral: an investigation of the Henstock integral. *Whitman Coll*, pages 1–28, 2011. https://www.whitman.edu/documents/Academics/Mathematics/SeniorProject_JonathanWells.pdf.