

Representação dos campos de gravidade e geomagnético em Harmônicos Esféricos

Disciplina Métodos Potenciais

Vanderlei C. Oliveira Jr.

Observatório Nacional

Rio de Janeiro - 2020

Conteúdo

I	Harmônicos esféricos	3
1	Equações diferenciais auxiliares	3
1.1	Equações de r	3
1.1.1	Exercício	3
1.2	Equações de λ	3
1.2.1	Exercício	4
1.3	Polinômios de Legendre	4
1.3.1	Exercício	6
1.3.2	Exercício	6
2	Equação de Laplace em coordenadas esféricas	7
2.1	Solução da Equação de Laplace em coordenadas esféricas	7
2.2	Relações de ortogonalidade entre as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ e $S_{nm}(\theta, \lambda)$	9
2.3	Determinação das expressões analíticas que descrevem as constantes A_{nm} e B_{nm}	10
2.4	Normalização das funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ e $S_{nm}(\theta, \lambda)$	12
2.4.1	Exercício	14
2.5	Descrição do campo de gravidade em harmônicos esféricos	14
2.6	Descrição do campo geomagnético em harmônicos esféricos	16
2.7	Algoritmos para o cálculo dos polinômios associados de Legendre normalizados	19
2.7.1	Algoritmo para o calcular os polinômios associados de Legendre plenamente normalizados	21
2.7.2	Algoritmo para o calcular os polinômios associados de Legendre com a seminormalização de Schmidt	22

Parte I

Harmônicos esféricos

1 Equações diferenciais auxiliares

1.1 Equações de r

Sejam $f_1(r)$ e $f_2(r)$ duas funções dadas por

$$f_1(r) = r^n \tag{1}$$

e

$$f_2(r) = r^{-(n+1)} \quad , \tag{2}$$

em que $n \geq 0$ é um número inteiro e $r > 0$ é um número real.

.....

1.1.1 Exercício

Mostre que $f_1(r)$ (Eq. 1) e $f_2(r)$ (Eq. 2) são soluções da equação diferencial

$$r^2 \frac{d^2 f(r)}{dr^2} + 2r \frac{df(r)}{dr} - n(n+1) f(r) = 0 \quad . \tag{3}$$

.....

1.2 Equações de λ

Sejam $h_1(\lambda)$ e $h_2(\lambda)$ duas funções dadas por

$$h_1(\lambda) = \cos(m\lambda) \tag{4}$$

e

$$h_2(\lambda) = \text{sen}(m\lambda) \quad , \quad (5)$$

em que $m \geq 0$ é um número inteiro e λ é um número real.

.....

1.2.1 Exercício

Mostre que $h_1(\lambda)$ (Eq. 4) e $h_2(\lambda)$ (Eq. 5) são soluções da equação diferencial

$$\frac{d^2 h(\lambda)}{d\lambda^2} + m^2 h(\lambda) = 0 \quad . \quad (6)$$

.....

1.3 Polinômios de Legendre

A equação diferencial

$$\text{sen}\theta \, g''(\theta) + \cos\theta \, g'(\theta) + \left[n(n+1) \text{sen}\theta - \frac{m^2}{\text{sen}\theta} \right] = 0 \quad (7)$$

tem como solução os *Polinômios associados de Legendre*

$$g(\theta) = P_{nm}(\cos\theta) \quad . \quad (8)$$

Nestas Equações, n e m são inteiros maiores ou iguais a zero (sendo m menor ou igual a n), $g'(\theta)$ é a primeira derivada e $g''(\theta)$ é a segunda derivada de $g(\theta)$. Os inteiros n e m são, respectivamente, o grau e a ordem do polinômio $P_{nm}(\cos\theta)$. Por conveniência, estas Equações são comumente transformadas por mudança

de variáveis utilizando a relação $t = \cos(\theta)$. Dessa forma,

$$\begin{aligned} g(\theta) &= \bar{g}(t) \\ g'(\theta) &= -\bar{g}'(t) \sin\theta \\ g''(\theta) &= \bar{g}''(t) \sin^2\theta - \bar{g}'(t) \cos\theta \quad . \end{aligned} \tag{9}$$

em que $\bar{g}(t) = P_{nm}(t)$, com primeira e segunda derivadas $\bar{g}'(t)$ e $\bar{g}''(t)$, respectivamente. Substituindo as Equações 9 na equação diferencial 7, dividindo o resultado por $\sin\theta$ e utilizando a relação $\sin^2\theta = 1 - t^2$ temos que

$$(1 - t^2) \bar{g}''(t) - 2t \bar{g}'(t) + \left[n(n+1) - \frac{m^2}{1-t^2} \right] = 0 \quad . \tag{10}$$

A função $\bar{g}(t) = P_{nm}(t)$ (polinômio associado de Legendre escrito em função da variável t) que satisfaz a Equação 10 pode ser dada por

$$P_{nm}(t) = \frac{1}{2^n n!} (1 - t^2)^{m/2} \frac{d^{n+m}}{dt^{n+m}} (t^2 - 1)^n \quad . \tag{11}$$

Por exemplo,

$$\begin{aligned} P_{11}(t) &= \frac{(1 - t^2)^{1/2}}{2} \frac{d^2}{dt^2} (t^2 - 1) \\ &= \sqrt{1 - t^2} \\ &= \sin\theta \quad , \end{aligned} \tag{12}$$

ou

$$\begin{aligned} P_{21}(t) &= \frac{(1 - t^2)^{1/2}}{2^2 2!} \frac{d^3}{dt^3} (t^2 - 1)^2 \\ &= \frac{\sqrt{1 - t^2}}{8} (16t + 8t) \\ &= 3t \sqrt{1 - t^2} \\ &= 3 \sin\theta \cos\theta \quad . \end{aligned} \tag{13}$$

No caso particular em que $m = 0$, não há raízes $\sqrt{1 - t^2}$, $P_{nm}(t)$ é representado simplesmente por $P_n(t)$ e é denominado *Polinômio de Legendre*. A partir da

Equação 11, os polinômios de Legendre podem ser escritos como

$$P_n(t) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dt^n} (t^2 - 1)^n \quad . \quad (14)$$

Alternativamente, os polinômios de Legendre (14) a partir do grau $n = 2$ podem ser obtidos pela fórmula recursiva

$$P_n(t) = -\frac{n-1}{n} P_{n-2}(t) + \frac{2n-1}{n} t P_{n-1}(t) \quad , \quad (15)$$

em que $P_2(t)$ é obtido utilizando $P_0(t)$ e $P_1(t)$, $P_3(t)$ é obtido utilizando $P_1(t)$ e $P_2(t)$, etc.

.....

1.3.1 Exercício

Determine:

- (i) os polinômios associados de Legendre de grau $n = 0$ e ordem $m = 0$ até grau $n = 3$ e ordem $m = 3$ utilizando a Equação 11.
- (ii) os polinômios de Legendre de grau $n = 0$ até $n = 5$ utilizando a Equação 14.
- (iii) os polinômios de Legendre de grau $n = 2$ até $n = 5$ utilizando a fórmula recursiva representada pela Equação 15.

1.3.2 Exercício

Faça um gráfico dos polinômios de Legendre $P_n(t)$ de grau $n = 0$ até $n = 5$ para t no intervalo $[-1, 1]$.

.....

2 Equação de Laplace em coordenadas esféricas

Seja $V(r, \theta, \lambda)$ uma função harmônica que depende das coordenadas esféricas r , θ e λ (Fig. 1). Esta função satisfaz a equação de Laplace em coordenadas esféricas, que pode ser escrita como

$$r^2 \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + 2r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \cot \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda^2} = 0 \quad . \quad (16)$$

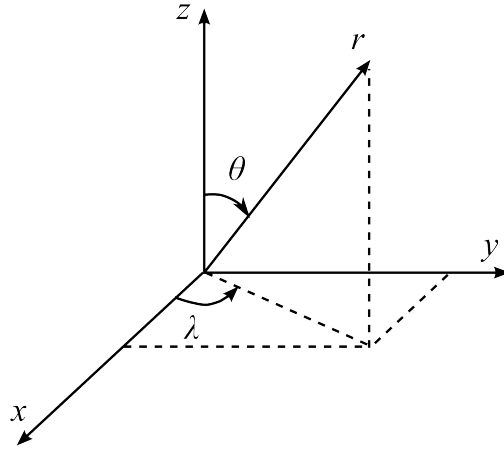


Figura 1: Sistema de coordenadas Cartesianas (x, y, z) e esféricas (r, θ, λ) .

2.1 Solução da Equação de Laplace em coordenadas esféricas

A equação de Laplace 16 pode ser resolvida pelo método de separação de variáveis. Este método consiste em supor que a função $V(r, \theta, \lambda)$ pode ser reescrita como o produto entre três funções independentes:

$$V(r, \theta, \lambda) = f(r) g(\theta) h(\lambda) \quad . \quad (17)$$

O próximo passo consiste em determinar as funções $f(r)$, $g(\theta)$ e $h(\lambda)$. Para tanto, basta substituir a função $V(r, \theta, \lambda)$ dada pela Equação 17 na equação de Laplace 16. Esta substituição nos leva a conclusão de que a função $f(r)$ (Eq. 17) satisfaz a equação diferencial 3. Tal como visto anteriormente, as funções $f_1(r)$ (Eq. 1) e $f_2(r)$ (Eq. 2) são soluções desta equação. Neste caso, mostra-se que a função $V(r, \theta, \lambda)$ pode ser escrita como:

$$V(r, \theta, \lambda) = r^n g(\theta) h(\lambda) \quad , \quad (18)$$

ou

$$V(r, \theta, \lambda) = \frac{1}{r^{(n+1)}} g(\theta) h(\lambda) \quad . \quad (19)$$

De forma análoga, mostra-se que a função $h(\lambda)$ (Eq. 17) satisfaz a equação diferencial 6, que possui as soluções $h_1(\lambda)$ (Eq. 4) e $h_2(\lambda)$ (Eq. 5), e que a função $g(\theta)$ (Eq. 17) satisfaz a equação diferencial 7, cuja solução é dada pelos polinômios associados de Legendre $P_{nm}(\cos\theta)$ (Eq. 8). Os polinômios associados de Legendre $P_{nm}(\cos\theta)$ podem ser obtidos pela Equação 11, em que $t = \cos\theta$. Por fim, é possível mostrar que a função $V(r, \theta, \lambda)$ pode ser escrita de duas formas:

$$V_e(r, \theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} r^n Y_n(\theta, \lambda) \quad , \quad (20)$$

ou

$$V_i(r, \theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{r^{(n+1)}} Y_n(\theta, \lambda) \quad , \quad (21)$$

em que

$$Y_n(\theta, \lambda) = \sum_{m=0}^n [A_{nm} R_{nm}(\theta, \lambda) + B_{nm} S_{nm}(\theta, \lambda)] \quad , \quad (22)$$

sendo A_{nm} e B_{nm} constantes e as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ e $S_{nm}(\theta, \lambda)$ dadas por

$$R_{nm}(\theta, \lambda) = P_{nm}(\cos\theta) \cos(m\lambda) \quad (23)$$

e

$$S_{nm}(\theta, \lambda) = P_{nm}(\cos\theta) \sin(m\lambda) \quad (24)$$

As funções $V_e(r, \theta, \lambda)$ (Eq. 20) e $V_i(r, \theta, \lambda)$ (Eq. 21) são denominadas *harmônicos esféricos sólidos*. Já as funções $Y_n(\theta, \lambda)$ (Eq. 22) são denominadas *harmônicos (esféricos) de superfície*.

2.2 Relações de ortogonalidade entre as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ e $S_{nm}(\theta, \lambda)$

As expressões analíticas que descrevem as constantes A_{nm} e B_{nm} (Eq. 22) podem ser determinadas por meio das relações de ortogonalidade entre as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 23) e $S_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 24). Para tanto, vamos considerar $r = 1$ nas equações 20 e 21. Dessa maneira, estas equações são iguais a uma função $f(\theta, \lambda)$ que pode ser escrita em função dos harmônicos de superfície (Eq. 22) da seguinte forma

$$\begin{aligned} f(\theta, \lambda) &= \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(\theta, \lambda) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n [A_{nm} R_{nm}(\theta, \lambda) + B_{nm} S_{nm}(\theta, \lambda)] \end{aligned} \quad (25)$$

De acordo com as relações de ortogonalidade entre as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 23) e $S_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 24),

$$\iint_{\sigma} R_{nm}(\theta, \lambda) R_{op}(\theta, \lambda) d\sigma = 0 \quad (26)$$

e

$$\iint_{\sigma} S_{nm}(\theta, \lambda) S_{op}(\theta, \lambda) d\sigma = 0 \quad (27)$$

para o caso em que $nm \neq op$. Já a integral

$$\iint_{\sigma} R_{nm}(\theta, \lambda) S_{op}(\theta, \lambda) d\sigma = 0 \quad (28)$$

é sempre zero, independente dos valores de o e p . Nestas Equações, $\iint_{\sigma} = \int_{\lambda=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi}$ e $d\sigma = \sin\theta d\theta d\lambda$. Por outro lado, estas integrais são diferentes de zero quando $nm = op$. Neste caso,

$$\iint_{\sigma} R_{n0}^2(\theta, \lambda) d\sigma = \frac{4\pi}{2n+1} \quad (29)$$

e

$$\left. \begin{aligned} \iint_{\sigma} R_{nm}^2(\theta, \lambda) d\sigma \\ \iint_{\sigma} S_{nm}^2(\theta, \lambda) d\sigma \end{aligned} \right\} = \frac{2\pi}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!} \quad (30)$$

Observe que estas integrais (Eqs. 26, 27, 28, 29 e 30) são avaliadas sobre a superfície σ de uma esfera com raio unitário, cuja área é igual a 4π .

2.3 Determinação das expressões analíticas que descrevem as constantes A_{nm} e B_{nm}

Para determinar as expressões analíticas que descrevem as constantes A_{nm} (Eqs. 22 e 25), basta multiplicar os dois lados da Equação 25 por $R_{op}(\theta, \lambda)$ (Eq. 23), integrar o resultado sobre a superfície σ de uma esfera com raio unitário e utilizar

as relações de ortogonalidade (Eqs. 26, 27, 28, 29 e 30):

$$\begin{aligned}
R_{op}(\theta, \lambda) f(\theta, \lambda) &= R_{op}(\theta, \lambda) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n [A_{nm} R_{nm}(\theta, \lambda) + B_{nm} S_{nm}(\theta, \lambda)] \\
&= [A_{00} R_{op}(\theta, \lambda) R_{00}(\theta, \lambda) + \\
&\quad B_{00} R_{op}(\theta, \lambda) S_{00}(\theta, \lambda) + \\
&\quad A_{10} R_{op}(\theta, \lambda) R_{10}(\theta, \lambda) + \\
&\quad B_{10} R_{op}(\theta, \lambda) S_{10}(\theta, \lambda) + \\
&\quad A_{11} R_{op}(\theta, \lambda) R_{11}(\theta, \lambda) + \\
&\quad B_{11} R_{op}(\theta, \lambda) S_{11}(\theta, \lambda) + \\
&\quad \vdots \\
&\quad A_{op} R_{op}(\theta, \lambda) R_{op}(\theta, \lambda) + \\
&\quad B_{op} R_{op}(\theta, \lambda) S_{op}(\theta, \lambda) + \\
&\quad \vdots \\
&\quad A_{nn} R_{op}(\theta, \lambda) R_{nn}(\theta, \lambda) + \\
&\quad B_{nn} R_{op}(\theta, \lambda) S_{nn}(\theta, \lambda)] \\
&= [\dots + A_{op} R_{op}^2(\theta, \lambda) + \dots]
\end{aligned} \tag{31}$$

$$\begin{aligned}
\iint_{\sigma} f(\theta, \lambda) R_{op}(\theta, \lambda) d\sigma &= \left[\dots + \iint_{\sigma} A_{op} R_{op}^2(\theta, \lambda) d\sigma + \dots \right] \\
&= \left[\dots + A_{op} \iint_{\sigma} R_{op}^2(\theta, \lambda) d\sigma + \dots \right] \cdot \\
&= A_{op} \iint_{\sigma} R_{op}^2(\theta, \lambda) d\sigma
\end{aligned} \tag{32}$$

De forma análoga, para obter as expressões analíticas que descrevem as constantes B_{nm} (Eqs. 22 e 25), basta multiplicar os dois lados da Equação 25 por $S_{op}(\theta, \lambda)$ (Eq. 24), integrar o resultado sobre a superfície σ de uma esfera com

raio unitário e utilizar as relações de ortogonalidade (Eqs. 26, 27, 28, 29 e 30):

$$\iint_{\sigma} f(\theta, \lambda) S_{op}(\theta, \lambda) d\sigma = B_{op} \iint_{\sigma} S_{op}^2(\theta, \lambda) d\sigma . \quad (33)$$

A partir das Equações 32 e 33 temos que

$$A_{n0} = \frac{2n+1}{4\pi} \iint_{\sigma} f(\theta, \lambda) R_{n0}(\theta, \lambda) d\sigma , \quad (34)$$

$$A_{nm} = \frac{2n+1}{2\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \iint_{\sigma} f(\theta, \lambda) R_{nm}(\theta, \lambda) d\sigma , \quad m \neq 0 , \quad (35)$$

e

$$B_{nm} = \frac{2n+1}{2\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \iint_{\sigma} f(\theta, \lambda) S_{nm}(\theta, \lambda) d\sigma , \quad m \neq 0 . \quad (36)$$

2.4 Normalização das funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ e $S_{nm}(\theta, \lambda)$

Em geofísica, a descrição do campo de gravidade e do campo geomagnético é feita por meio dos harmônicos esféricos (Eqs. 20 e 21). Contudo, por conveniência, a descrição destes campos não é feita utilizando-se as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 23) e $S_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 24). Ao invés destas funções, são utilizadas as funções normalizadas

$$\overline{R}_{nm}(\theta, \lambda) = c_{nm} R_{nm}(\theta, \lambda) \quad (37)$$

e

$$\overline{S}_{nm}(\theta, \lambda) = c_{nm} S_{nm}(\theta, \lambda) . \quad (38)$$

Utilizando as Equações 23 e 24, é possível reescrever as Equações 37 e 38 em função dos Polinômios associados de Legendre (Eqs. 8 e 11) da seguinte forma

$$\overline{R}_{nm}(\theta, \lambda) = \overline{P}_{nm}(\cos\theta) \cos(m\lambda) \quad (39)$$

e

$$\bar{S}_{nm}(\theta, \lambda) = \bar{P}_{nm}(\cos\theta) \sin(m\lambda), \quad (40)$$

em que

$$\bar{P}_{nm}(\cos\theta) = c_{nm} P_{nm}(\cos\theta) \quad (41)$$

são Polinômios associados de Legendre normalizados.

Para descrever o campo de gravidade, os coeficientes c_{nm} (Eqs. 37 e 38) são

$$c_{n0}^{gr} = \sqrt{2n+1} \quad (42)$$

e

$$c_{nm}^{gr} = \sqrt{2(2n+1)} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}, \quad m \neq 0. \quad (43)$$

A substituição destes coeficientes (Eqs. 42 e 43) na Equação 41 resulta nos *Polinômios associados de Legendre plenamente normalizados*.

Para descrever o campo geomagnético, os coeficientes c_{nm} (Eqs. 37 e 38) são

$$c_{n0}^{ge} = 1 \quad (44)$$

e

$$c_{nm}^{ge} = \sqrt{2} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}, \quad m \neq 0. \quad (45)$$

A substituição destes coeficientes (Eqs. 44 e 45) na Equação 41 resulta nos *Polinômios associados de Legendre com a seminormalização de Schmidt*.

.....

2.4.1 Exercício

Utilizando as relações de ortogonalidade entre as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 26) e $S_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 27), determine

$$\frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} [\bar{R}_{nm}^{gr}(\theta, \lambda)]^2 d\sigma,$$

$$\frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} [\bar{S}_{nm}^{gr}(\theta, \lambda)]^2 d\sigma,$$

$$\frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} [\bar{R}_{nm}^{ge}(\theta, \lambda)]^2 d\sigma$$

e

$$\frac{1}{4\pi} \iint_{\sigma} [\bar{S}_{nm}^{ge}(\theta, \lambda)]^2 d\sigma,$$

em que $\iint_{\sigma} = \int_{\lambda=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi}$ e $d\sigma = \sin\theta d\theta d\lambda$. Nestas integrais, $\bar{R}_{nm}^{gr}(\theta, \lambda)$ e $\bar{S}_{nm}^{gr}(\theta, \lambda)$ representam as funções normalizadas $\bar{R}_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 37) e $\bar{S}_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 38) utilizando-se os coeficientes c_{n0}^{gr} (Eq. 42) e c_{nm}^{gr} (Eq. 43). Analogamente, $\bar{R}_{nm}^{ge}(\theta, \lambda)$ e $\bar{S}_{nm}^{ge}(\theta, \lambda)$ representam as funções normalizadas $\bar{R}_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 37) e $\bar{S}_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 38) utilizando-se os coeficientes c_{n0}^{ge} (Eq. 44) e c_{nm}^{ge} (Eq. 45).

.....

2.5 Descrição do campo de gravidade em harmônicos esféricos

A força total exercida sobre um corpo de prova que possui massa m_0 e está em repouso sobre a superfície da Terra é a soma da *força gravitacional* e da *força centrífuga*. Se dividirmos a força total pela massa m_0 do corpo de prova, o resultado é uma grandeza com unidade de aceleração denominada *aceleração de gravidade* ou *vetor gravidade*. O vetor gravidade é a soma entre uma aceleração de origem gravitacional e outra devido ao movimento de rotação da Terra. Por

conveniência, a primeira é denominada *aceleração gravitacional* e a outra *aceleração centrífuga*. Do ponto de vista físico, o vetor gravidade é o gradiente de uma função escalar denominada *potencial de gravidade*. Analogamente, a aceleração gravitacional e a centrífuga são, respectivamente, o gradiente do *potencial gravitacional* e o gradiente do *potencial centrífugo*. O potencial gravitacional é uma função harmônica e, portanto, satisfaz a equação de Laplace. Devido a natureza física do problema, o potencial gravitacional pode ser descrito em termos dos harmônicos esféricos sólidos representados pela Equação 21. Sendo assim, de acordo com as Equações 21-24, o potencial gravitacional $V(r, \theta, \lambda)$ em um ponto (r, θ, λ) de um sistema de coordenadas esféricas (Fig. 1) pode ser escrito como:

$$V(r, \theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{r^{(n+1)}} [A_{nm} R_{nm}(\theta, \lambda) + B_{nm} S_{nm}(\theta, \lambda)] . \quad (46)$$

Tal como mencionado anteriormente, a descrição do campo de gravidade não é feita utilizando-se as funções $R_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 23) e $S_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 24), mas sim as funções normalizadas $\bar{R}_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 37) e $\bar{S}_{nm}(\theta, \lambda)$ (Eq. 38), cujos coeficientes de normalização $c_{nm} = c_{nm}^{gr}$ são mostrados nas Equações 42 e 43. Assim, o potencial gravitacional $V(r, \theta, \lambda)$ (Eq. 46) pode ser reescrito da seguinte forma:

$$V(r, \theta, \lambda) = \frac{GM}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{r^n} \left[\frac{A_{nm}}{c_{nm}^{gr} GM} \bar{R}_{nm}(\theta, \lambda) + \frac{B_{nm}}{c_{nm}^{gr} GM} \bar{S}_{nm}(\theta, \lambda) \right] , \quad (47)$$

em que a constante GM representa o produto entre a constante gravitacional G e a massa M da Terra. Note que, para obter a Equação 47, é necessário multiplicar e dividir a Equação 46 pela distância radial r (Fig. 1). Finalmente, se multiplicarmos e dividirmos cada elemento do somatório da Equação 47 pelo raio médio da Terra R e substituirmos as Equações 39 e 40, o potencial gravi-

tacional é representado por:

$$V(r, \theta, \lambda) = \frac{GM}{r} \sum_{n=0}^{n_{max}} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R}{r}\right)^n \bar{P}_{nm}(\cos\theta) [\bar{A}_{nm} \cos(m\lambda) + \bar{B}_{nm} \sin(m\lambda)], \quad (48)$$

em que $\bar{P}_{nm}(\cos\theta)$ são os Polinômios associados de Legendre plenamente normalizados (Eq. 41), cujos coeficientes de normalização $c_{nm} = c_{nm}^{gr}$ são mostrados nas Equações 42 e 43. Note que, diferente da Equação 47, o somatório na Equação 48 não vai até $n = \infty$, mas sim até um grau máximo $n = n_{max}$ finito. Um conjunto de coeficientes \bar{A}_{nm} e \bar{B}_{nm} provenientes da expansão em harmônicos esféricos sólidos representada pela Equação 48 até um grau máximo $n = n_{max}$ constitui um *modelo global do campo de gravidade*.

2.6 Descrição do campo geomagnético em harmônicos esféricos

O campo magnético da Terra ou campo geomagnético pode ser definido como a indução magnética produzida por praticamente dois tipos de fontes: rochas magnetizadas ou correntes elétricas. Rochas magnetizadas estão localizadas na parte superior da litosfera, em regiões onde a temperatura é mais fria que a *temperatura de Curie* dos minerais constituintes das rochas. O campo produzido pelas rochas magnetizadas é denominado *campo crustal*. Diferente das rochas magnetizadas, as correntes elétricas são encontradas em várias regiões diferentes, tanto no interior quanto no exterior da Terra. De acordo com grande parte da literatura geofísica, a principal fonte do campo geomagnético é o sistema de correntes elétricas resultantes do movimento da liga metálica que constitui o núcleo externo. Considera-se que a maior parcela do campo geomagnético seja produzido por estas correntes no núcleo externo e, por isso, o campo produzido por elas é denominado *campo principal*. A variação temporal do campo principal é da ordem de cem anos e, portanto, é denominada *variação secular*. Além disso, o campo principal tem caráter predominantemente dipolar. O campo resultante

da soma entre os campos crustal e principal é comumente denominada *campo interno*.

Outras fontes de corrente importantes são aquelas localizadas na ionosfera e na magnetosfera, que estão acima da região neutra da atmosfera. Estes dois sistemas de correntes elétricas são originados por processos físicos distintos, mas que exercem uma influência mútua e, portanto, são considerados acoplados. O campo produzido pelas correntes na ionosfera é denominado *campo ionosférico* enquanto aquele produzido pelas correntes na magnetosfera é denominado *campo magnetosférico*. O campo resultante da soma entre os campos ionosférico e magnetosférico é denominado *campo externo*. Em *dias magneticamente calmos*, a magnitude do campo externo é da ordem de dezenas de nanoteslas. Por outro lado, ele pode atingir magnitudes da ordem de milhares de nanoteslas em *dias magneticamente perturbados*. Além disso, as variações do campo externo têm diferentes escalas temporais, que vão de frações de segundo até alguns dias. Por fim, outra fonte importante do campo geomagnético é caracterizada por correntes elétricas induzidas na crosta e no manto, que produzem o *campo induzido*. Dentre estas correntes, destacam-se aquelas induzidas pelo campo externo, que são utilizadas no método magnetotelúrico, por exemplo, para estimar a distribuição de condutividade/resistividade elétrica no interior da Terra.

Em um curto intervalo de tempo em uma região sem a presença de distribuições locais de correntes elétricas, o campo geomagnético pode ser considerado como o gradiente negativo de uma função denominada *potencial magnético escalar*. Esta função escalar é harmônica e, portanto, pode ser representada por uma expansão em harmônicos esféricos sólidos. Do ponto de vista físico, o potencial magnético escalar $V(r, \theta, \lambda, t)$ em um ponto (r, θ, λ) de um sistema de coordenadas esféricas (Fig. 1), em um dado tempo t , pode ser considerado a soma de outros dois potenciais magnéticos escalares, sendo um representado por $V_e(r, \theta, \lambda, t)$ e descrito pela Equação 20 e o outro representado por $V_i(r, \theta, \lambda, t)$ e descrito pela Equação 21.

Tal como o potencial gravitacional (Eq. 46), o potencial magnético $V_i(r, \theta, \lambda, t)$

pode ser descrito por uma equação do tipo

$$V_i(r, \theta, \lambda, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{r^{(n+1)}} [A_{nm}(t) R_{nm}(\theta, \lambda) + B_{nm}(t) S_{nm}(\theta, \lambda)] , \quad (49)$$

e representa o campo interno. Já o potencial magnético $V_e(r, \theta, \lambda, t)$ é descrito por uma equação similar a Equação 20, dada por

$$V_e(r, \theta, \lambda, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n r^n [A_{nm}(t) R_{nm}(\theta, \lambda) + B_{nm}(t) S_{nm}(\theta, \lambda)] , \quad (50)$$

e representa o campo externo. De forma similar ao que foi feito para o campo de gravidade (Eqs. 46, 47 e 48), os potenciais magnéticos descritos pelas Equações 49 e 50 são reescritos de seguinte forma:

$$V_i(r, \theta, \lambda, t) = R \sum_{n=1}^{n_{i_{max}}} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R}{r} \right)^{(n+1)} \bar{P}_{nm}(\cos\theta) [g_{nm}(t) \cos(m\lambda) + h_{nm}(t) \sin(m\lambda)] \quad (51)$$

e

$$V_e(r, \theta, \lambda, t) = R \sum_{n=1}^{n_{e_{max}}} \sum_{m=0}^n \left(\frac{r}{R} \right)^n \bar{P}_{nm}(\cos\theta) [q_{nm}(t) \cos(m\lambda) + s_{nm}(t) \sin(m\lambda)] , \quad (52)$$

em que R é o raio médio da Terra e $\bar{P}_{nm}(\cos\theta)$ são os Polinômios associados de Legendre com a seminormalização de Schmidt (Eq. 41), cujos coeficientes de normalização $c_{nm} = c_{nm}^{ge}$ são mostrados nas Equações 44 e 45. Note que, diferente da Equação 48, os somatórios nas Equações 51 e 52 não começam em $n = 0$, mas sim em $n = 1$. Isso se deve ao fato de que o primeiro termo da expansão é nulo para o caso magnético. Os coeficientes $g_{nm}(t)$, $h_{nm}(t)$, $q_{nm}(t)$ e $s_{nm}(t)$ (Equações 51 e 52) são comumente denominados *coeficientes de Gauss* e definem um modelo global do campo geomagnético.

2.7 Algoritmos para o cálculo dos polinômios associados de Legendre normalizados

Tal como explicado na subseção anterior, os campos de gravidade e geomagnético podem ser descritos por meio de uma expansão em harmônicos esféricos. O campo de gravidade é descrito pela Equação 48 e o campo geomagnético pelas Equações 51 e 52. Para avaliar as equações que descrevem os campos de gravidade e geomagnético, é necessário:

- (i) ter os coeficientes \bar{A}_{nm} e \bar{B}_{nm} (Equação 48) e os coeficientes de Gauss $g_{nm}(t)$, $h_{nm}(t)$, $q_{nm}(t)$ e $s_{nm}(t)$ (Equações 51 e 52) e
- (ii) calcular os polinômios associados de Legendre $\bar{P}_{nm}(\cos\theta)$ devidamente normalizados.

Com relação ao primeiro item, hoje em dia é relativamente fácil obter os coeficientes que descrevem os modelos globais para os campos de gravidade e geomagnético. Já com relação ao segundo item, é necessário definirmos algumas relações de recorrência adicionais para que possamos calcular os polinômios associados de Legendre plenamente normalizados e os polinômios associados de Legendre com a seminormalização de Schmidt.

As relações de ortogonalidade para os polinômios associados de Legendre plenamente normalizados, utilizados para descrever o campo de gravidade, são dadas por:

$$\bar{P}_{nn} = \frac{\sqrt{2n+1}}{2n} \sin\theta \bar{P}_{n-1\ n-1}, \quad (53)$$

$$\bar{P}_{nn-1} = \sqrt{2n+1} \cos\theta \bar{P}_{n-1\ n-1} \quad (54)$$

e

$$\bar{P}_{nm} = \frac{\sqrt{2n+1}}{\sqrt{n+m}\sqrt{n-m}} \left(\sqrt{2n-1} \cos\theta \bar{P}_{n-1\ m} - \frac{\sqrt{n+m-1}\sqrt{n-m-1}}{\sqrt{2n-3}} \bar{P}_{n-2\ m} \right).$$

(55)

Nestas equações, por conveniência, utilizamos a notação $\bar{P}_{\alpha\beta} \equiv \bar{P}_{\alpha\beta}(\cos\theta)$. De acordo com a Equação 53, é possível calcular todos os polinômios \bar{P}_{nn} , $n > 2$, a partir do \bar{P}_{22} . De acordo com a Equação 54, é possível utilizar os polinômios \bar{P}_{nn} calculados com a Equação 53 para calcular todos os polinômios \bar{P}_{nn-1} . Por fim, de acordo com a Equação 55, é possível utilizar os polinômios calculados com as Equações 53 e 54 para calcular os demais polinômios \bar{P}_{nm} . A partir destas relações de recorrência, é possível definirmos o seguinte algoritmo:

2.7.1 Algoritmo para o calcular os polinômios associados de Legendre plenamente normalizados

$$\text{cosseno} = \cos\theta$$

$$\text{seno} = \sin\theta$$

$$\bar{P}_{00} = 1$$

$$\bar{P}_{10} = \text{cosseno}^{\frac{3}{2}}$$

$$\bar{P}_{11} = \text{seno}^{\frac{3}{2}}$$

$$\bar{P}_{20} = \sqrt{1,25} (3 \text{cosseno}^2 - 1)$$

$$\bar{P}_{21} = \sqrt{30} \text{cosseno} \text{seno}$$

$$\bar{P}_{22} = \sqrt{22,5} \text{seno}^2$$

$$n = 3$$

Enquanto $n \leq n_{max}$, calcule:

$$a0 = \sqrt{2n+1}$$

$$a1 = \frac{a0}{2n}$$

$$\bar{P}_{nn} = a1 \text{seno} \bar{P}_{n-1\ n-1}$$

$$\bar{P}_{n\ n-1} = a0 \text{cosseno} \bar{P}_{n-1\ n-1}$$

$$a2 = \sqrt{2n-1}$$

$$a3 = \sqrt{2n-3}$$

$$m = n - 2$$

Enquanto $m \geq 0$, calcule:

$$a4 = \sqrt{(n+m)(n-m)}$$

$$a5 = \sqrt{(n+m-1)(n-m-1)}$$

$$\bar{P}_{nm} = a2 \text{cosseno} \bar{P}_{n-1\ m}$$

$$\bar{P}_{nm} = \bar{P}_{nm} - \frac{a5}{a3} \bar{P}_{n-2\ m}$$

$$\bar{P}_{nm} = \frac{a0}{a4} \bar{P}_{nm}$$

$$m = m - 1$$

$$n = n + 1$$

2.7.2 Algoritmo para o calcular os polinômios associados de Legendre com a seminormalização de Schmidt

O cálculo dos polinômios associados de Legendre com a seminormalização de Schmidt pode ser feito a partir dos plenamente normalizados. Uma vez calculados os polinômios associados de Legendre plenamente normalizados (de acordo com o algoritmo da subseção anterior), basta executar as etapas abaixo:

Enquanto $n \leq n_{max}$, calcule:

$$a_0 = \sqrt{2n+1}$$

Enquanto $m \leq n$, calcule:

$$\bar{P}_{nm} = \frac{\bar{P}_{nm}}{a_0}$$

$$m = m + 1$$

$$n = n + 1$$