4302305 - Lista de Exercícios IV

Louis Bergamo Radial
8992822

10 de maio de 2024

Exercício 1

Em uma variedade de dimensão n dotada de métrica e uma conexão de Levi-Civita, o tensor de curvatura tem n^4 componentes. Contraindo o tensor de curvatura com o tensor métrico, temos as simetrias dadas por

$$R_{\alpha\rho\mu\nu} = -R_{\alpha\rho\nu\mu} = -R_{\rho\alpha\mu\nu} = R_{\mu\nu\alpha\rho},$$

além da identidade de Jacobi,

$$R_{\alpha\rho\mu\nu} + R_{\alpha\mu\nu\rho} + R_{\alpha\nu\rho\mu} = 0.$$

Como o tensor é antissimétrico no primeiro e no último par de índices, temos que cada par pode assumir $m = \binom{n}{2}$ valores diferentes. Desse modo, como podemos trocar os pares de índices, segue que o tensor tem no máximo $\frac{m(m+1)}{2}$ componentes independentes. Na identidade de Jacobi, todos os índices devem ser distintos para que a equação não seja reduzida às condições de antissimetria, portanto temos $\binom{n}{4}$ outros vínculos para as componentes do tensor de curvatura. Assim, o número de componentes independentes do tensor de Riemann é dado por

$$\frac{m(m+1)}{2} - \binom{n}{4} = \frac{n(n-1)}{8}\left(3n^2 - 3n + 6 - (n-2)(n-3)\right) = \frac{n^2(n^2-1)}{12}.$$

Notemos que o tensor de Ricci é um tensor simétrico, portanto um limite superior para o número de suas componentes independentes é dado por $\frac{n(n+1)}{2}$. Desse modo, temos que em $n = 3$ o número de componentes independentes do tensor de Ricci e do tensor de Riemann são iguais!

Já vimos que as componentes do tensor de Riemann são dadas por

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = g_{\mu\sigma}R^{\sigma}{}_{\nu\alpha\beta} = g_{\mu\sigma}\left(\partial_\alpha \Gamma^{\sigma}{}_{\beta\nu} - \partial_\beta \Gamma^{\sigma}{}_{\alpha\nu} + \Gamma^{\sigma}{}_{\alpha\rho}\Gamma^{\rho}{}_{\beta\nu} - \Gamma^{\sigma}{}_{\beta\rho}\Gamma^{\rho}{}_{\alpha\nu}\right)$$

em qualquer sistema de coordenadas. Em coordenadas normais de Riemann, as primeiras derivadas da métrica e os coeficientes da conexão se anulam, de modo que

$$\begin{aligned}
R_{\mu\nu\alpha\beta} &= \frac{1}{2}g_{\mu\sigma}\left[\partial_\alpha\left(g^{\sigma\rho}(\partial_\beta g_{\rho\nu} + \partial_\nu g_{\rho\beta} - \partial_\rho g_{\beta\nu})\right) - \partial_\beta\left(g^{\sigma\rho}(\partial_\alpha g_{\rho\nu} + \partial_\nu g_{\rho\alpha} - \partial_\rho g_{\alpha\nu})\right)\right] \\
&= \frac{1}{2}g_{\mu\sigma}g^{\sigma\rho}\left[\partial_\alpha\left(\partial_\beta g_{\rho\nu} + \partial_\nu g_{\rho\beta} - \partial_\rho g_{\beta\nu}\right) - \partial_\beta\left(\partial_\alpha g_{\rho\nu} + \partial_\nu g_{\rho\alpha} - \partial_\rho g_{\alpha\nu}\right)\right] \\
&= \frac{1}{2}\delta^{\rho}{}_{\mu}\left(\partial_\alpha\partial_\beta g_{\rho\nu} + \partial_\alpha\partial_\nu g_{\rho\beta} - \partial_\alpha\partial_\rho g_{\beta\nu} - \partial_\beta\partial_\alpha g_{\rho\nu} - \partial_\beta\partial_\nu g_{\rho\alpha} + \partial_\beta\partial_\rho g_{\alpha\nu}\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial_\alpha\partial_\nu g_{\mu\beta} - \partial_\alpha\partial_\mu g_{\beta\nu} - \partial_\beta\partial_\nu g_{\mu\alpha} + \partial_\beta\partial_\mu g_{\alpha\nu}\right),
\end{aligned}$$

onde utilizamos que $\partial_\alpha\partial_\beta = \partial_\beta\partial_\alpha$. Assim, ainda nas coordenadas normais de Riemann, temos

$$\nabla_\lambda R_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{1}{2}\left(\underline{\partial_\lambda\partial_\alpha\partial_\nu g_{\mu\beta}} - \underline{\partial_\lambda\partial_\alpha\partial_\mu g_{\beta\nu}} - \underline{\partial_\lambda\partial_\beta\partial_\nu g_{\mu\alpha}} + \underline{\partial_\lambda\partial_\beta\partial_\mu g_{\alpha\nu}}\right),$$

então ao permutar ciclicamente (α, β, λ), obtemos

$$\nabla_\alpha R_{\mu\nu\beta\lambda} = \frac{1}{2}\left(\underline{\partial_\alpha\partial_\beta\partial_\nu g_{\mu\lambda}} - \underline{\partial_\alpha\partial_\beta\partial_\mu g_{\lambda\nu}} - \underline{\partial_\alpha\partial_\lambda\partial_\nu g_{\mu\beta}} + \underline{\partial_\alpha\partial_\lambda\partial_\mu g_{\beta\nu}}\right)$$

e

$$\nabla_\beta R_{\mu\nu\lambda\alpha} = \frac{1}{2}\left(\partial_\beta\partial_\lambda\partial_\nu g_{\mu\alpha} - \partial_\beta\partial_\lambda\partial_\mu g_{\alpha\nu} - \partial_\beta\partial_\alpha\partial_\nu g_{\mu\lambda} + \partial_\beta\partial_\alpha\partial_\mu g_{\lambda\nu}\right),$$

portanto ao somar as três equações obtemos

$$\nabla_\lambda R_{\mu\nu\alpha\beta} + \nabla_\alpha R_{\mu\nu\beta\lambda} + \nabla_\beta R_{\mu\nu\lambda\alpha} = 0.$$

Deste modo, em qualquer outro sistema de coordenadas vale a segunda identidade de Bianchi, expressa acima.

Tornemos nossa atenção para o caso particular bidimensional e consideremos o tensor $X_{\mu\nu\alpha\beta} = g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}$. Notemos que

$$\begin{aligned} X_{\nu\mu\alpha\beta} &= g_{\nu\alpha}g_{\mu\beta} - g_{\nu\beta}g_{\mu\alpha} \\ &= -(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}) \\ &= -X_{\mu\nu\alpha\beta} \end{aligned} \qquad \begin{aligned} X_{\mu\nu\beta\alpha} &= g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha} - g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} \\ &= -(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}) \\ &= -X_{\mu\nu\alpha\beta} \end{aligned} \qquad \begin{aligned} X_{\alpha\beta\mu\nu} &= g_{\alpha\mu}g_{\beta\nu} - g_{\alpha\nu}g_{\beta\mu} \\ &= g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha} \\ &= X_{\mu\nu\alpha\beta}, \end{aligned}$$

isto é, o tensor $X_{\mu\nu\alpha\beta}$ tem as simetrias do tensor de Riemann. Nesta dimensão há apenas uma componente independente para estes tensores, portanto $R_{\mu\nu\alpha\beta} = KX_{\mu\nu\alpha\beta}$ para alguma constante K. Podemos obter a relação desta constante com o escalar de curvatura $R = g^{\mu\alpha}g^{\nu\beta}R_{\mu\nu\alpha\beta}$ de forma a escrever o tensor de Riemann em termos do tensor métrico e do escalar de curvatura,

$$\begin{aligned} R &= Kg^{\mu\alpha}g^{\nu\beta}X_{\mu\nu\alpha\beta} \\ &= Kg^{\mu\alpha}g^{\nu\beta}\left(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}\right) \\ &= Kg^{\mu\alpha}\left(2g_{\mu\alpha} - g_{\mu\alpha}\right) \\ &= 2K, \end{aligned}$$

portanto,

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{R}{2}\left(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}\right).$$

É interessante notar que a constante $K = \frac{R}{2}$ é a chamada curvatura Gaussiana de uma superfície da teoria clássica de geometria diferencial. O tratamento original feito por Gauss foi inicialmente de modo extrínseco, estudando superfícies imersas no espaço Euclidiano $\mathbb{R}^3$ e induzindo uma métrica nesta superfície a partir da métrica Euclidiana, chamada de primeira forma fundamental. Utilizando a abordagem intrínseca obtivemos o mesmo resultado, fato esse relacionado com o teorema de Whitney, que diz sobre a capacidade de imersão de qualquer variedade diferenciável de dimensão n em algum $\mathbb{R}^d$ com $d \geq n$.

Exercício 2

No exercício 1, vimos que em duas dimensões temos

$$R_{\mu\nu\alpha\beta} = \frac{R}{2}\left(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}\right),$$

portanto

$$R_{2121} = \frac{R}{2}(g_{22}g_{11} - g_{21}g_{12}) = \frac{R}{2}g,$$

de modo que R_{2121} se anula se e somente se o escalar de curvatura R se anula, uma vez que o tensor métrico é não degenerado. Como consequência, se $R_{2121} = 0$, segue que $R_{\mu\nu\alpha\beta} = 0$, isto é, a variedade é plana.

Consideremos a métrica de uma variedade bidimensional dada por

$$g_{11} = 1 + u^2, \quad g_{12} = 2v - u, \quad g_{21} = 2v - u, \quad \text{e} \quad g_{22} = 1 + \kappa v^2,$$

para um parâmetro $\kappa > 0$. Notando que $g = 1 + 4uv + \kappa u^2v^2 + (\kappa - 4)v^2$, temos

$$g^{11} = \frac{1 + \kappa v^2}{g}, \quad g^{12} = \frac{u - 2v}{g}, \quad g^{21} = \frac{u - 2v}{g}, \quad \text{e} \quad g^{22} = \frac{1 + u^2}{g}.$$

Podemos agora calcular os coeficientes da conexão de Levi-Civita, dados por

$$\begin{aligned}
\Gamma^1{}_{11} &= \frac{1}{2} g^{1m} \left(\partial_1 g_{1m} + \partial_1 g_{1m} - \partial_m g_{11}\right) & \Gamma^1{}_{12} &= \frac{1}{2} g^{1m} \left(\partial_1 g_{2m} + \partial_2 g_{1m} - \partial_m g_{12}\right) \\
&= g^{1m} \partial_1 g_{1m} - \frac{1}{2} g^{11} \partial_1 g_{11} & &= \frac{1}{2} g^{11} \left(\partial_1 g_{21} + \partial_2 g_{11} - \partial_1 g_{12}\right) + \frac{1}{2} g^{12} \left(\partial_1 g_{22} + \partial_2 g_{12} - \partial_2 g_{12}\right) \\
&= \frac{1}{2} g^{11} \partial_1 g_{11} + g^{12} \partial_1 g_{12} & &= \frac{1}{2} g^{11} \partial_2 g_{11} + \frac{1}{2} g^{12} \partial_1 g_{22} \\
&= \frac{\kappa u v^2 + 2v}{g}, & &= 0,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma^1{}_{22} &= \frac{1}{2} g^{1m} \left(\partial_2 g_{2m} + \partial_2 g_{2m} - \partial_m g_{22}\right) & \Gamma^2{}_{11} &= \frac{1}{2} g^{2m} \left(\partial_1 g_{1m} + \partial_1 g_{1m} - \partial_m g_{11}\right) \\
&= g^{1m} \partial_2 g_{2m} - \frac{1}{2} g^{12} \partial_2 g_{22} & &= g^{2m} \partial_1 g_{1m} - \frac{1}{2} g^{21} \partial_1 g_{11} \\
&= g^{11} \partial_2 g_{21} + \frac{1}{2} g^{12} \partial_2 g_{22} & &= \frac{1}{2} g^{21} \partial_1 g_{11} + g^{22} \partial_1 g_{12} \\
&= \frac{2 + \kappa u v}{g}, & &= \frac{-1 - 2uv}{g},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma^2{}_{12} &= \frac{1}{2} g^{2m} \left(\partial_1 g_{2m} + \partial_2 g_{1m} - \partial_m g_{12}\right) & \Gamma^2{}_{22} &= \frac{1}{2} g^{2m} \left(\partial_2 g_{2m} + \partial_2 g_{2m} - \partial_m g_{22}\right) \\
&= \frac{1}{2} g^{21} \left(\partial_1 g_{21} + \partial_2 g_{11} - \partial_1 g_{12}\right) + \frac{1}{2} g^{22} \left(\partial_1 g_{22} + \partial_2 g_{12} - \partial_2 g_{12}\right) & &= g^{2m} \partial_2 g_{2m} - \frac{1}{2} g^{22} \partial_2 g_{22} \\
&= \frac{1}{2} g^{21} \partial_2 g_{11} + \frac{1}{2} g^{22} \partial_1 g_{22} & &= g^{21} \partial_2 g_{21} + \frac{1}{2} g^{22} \partial_2 g_{22} \\
&= 0, & &= \frac{2u + (\kappa - 4)v + \kappa u^2 v}{g}.
\end{aligned}$$

Com isso, podemos calcular a componente R_{2121} do tensor de Riemann por

$$\begin{aligned}
R_{2121} = g_{2s} R^s{}_{121} &= g_{2s} \left(\partial_2 \Gamma^s{}_{11} - \partial_1 \Gamma^s{}_{21} + \Gamma^s{}_{2r} \Gamma^r{}_{11} - \Gamma^s{}_{1r} \Gamma^r{}_{21}\right) \\
&= g_{2s} \left(\partial_2 \Gamma^s{}_{11} + \Gamma^s{}_{22} \Gamma^2{}_{11}\right) \\
&= g_{21} \left(\partial_2 \Gamma^1{}_{11} + \Gamma^1{}_{22} \Gamma^2{}_{11}\right) + g_{22} \left(\partial_2 \Gamma^2{}_{11} + \Gamma^2{}_{22} \Gamma^2{}_{11}\right) \\
&= g_{21} \frac{(\kappa - 4)(uv - 2v^2)}{g^2} + g_{22} \frac{(\kappa - 4) u^2 v}{g^2} \\
&= (\kappa - 4) v \frac{\kappa u^2 v^2 + 4uv - 4v^2}{g^2},
\end{aligned}$$

com os detalhes omitidos[1] por simplicidade. Deste modo, vemos que R_{2121} é identicamente nulo se e somente se $\kappa = 4$, portanto a variedade cuja métrica é dada por

$$\mathrm{d}s^2 = (1 + u^2)\,\mathrm{d}u^2 + (1 + 4v^2)\,\mathrm{d}v^2 + 2(2v - u)\,\mathrm{d}u\,\mathrm{d}v$$

tem tensor de curvatura identicamente nulo, enquanto que a variedade cuja métrica é dada por

$$\mathrm{d}s^2 = (1 + u^2)\,\mathrm{d}u^2 + (1 + 2v^2)\,\mathrm{d}v^2 + 2(2v - u)\,\mathrm{d}u\,\mathrm{d}v$$

tem tensor de curvatura não nulo.

Exercício 3

Consideremos uma variedade diferenciável M munida de um tensor métrico g e conexão de Levi-Civita. Para uma carta de coordenadas x e um ponto $p \in M$, temos a expansão

$$g_{\mu\nu}(x) \simeq g_{\mu\nu}(0) + A_{\mu\nu,\lambda} x^\lambda + B_{\mu\nu,\lambda\sigma} x^\lambda x^\sigma + O(x^3),$$

[1] Com rascunho disponível no repositório.

onde $A_{\mu\nu,\lambda} = \partial_\lambda g_{\mu\nu}(0)$ e $B_{\mu\nu,\lambda\sigma} = \frac{1}{2}\partial_\lambda\partial_\sigma g_{\mu\nu}(0)$ e $x(p) = 0$. Ainda, para uma outra carta de coordenadas x' com $x'(p) = 0$, temos a expansão

$$x^\mu = K^\mu{}_\nu x'^\nu + L^\mu{}_{\nu\lambda} x'^\nu x'^\lambda + M^\mu{}_{\nu\lambda\sigma} x'^\nu x'^\lambda x'^\sigma + O(x^4),$$

de modo que o jacobiano da transformação de coordenadas é dado por

$$\Lambda^\mu{}_\alpha(x') = \frac{\partial x^\mu}{\partial x'^\alpha} = K^\mu{}_\alpha + 2L^\mu{}_{(\alpha\lambda)} x'^\lambda + O(x'^2),$$

onde $L^\mu{}_{(\alpha\lambda)} = \frac{1}{2}\left(L^\mu{}_{\alpha\lambda} + L^\mu{}_{\lambda\alpha}\right)$ e a métrica por

$$\begin{aligned} g'_{\alpha\beta}(x') &= \frac{\partial x^\mu}{\partial x'^\alpha}\frac{\partial x^\nu}{\partial x'^\beta} g_{\mu\nu}(x) \\ &= \left[K^\mu{}_\alpha K^\nu{}_\beta + 2\left(K^\mu{}_\alpha L^\nu{}_{(\beta\lambda)} + K^\nu{}_\beta L^\mu{}_{(\alpha\lambda)}\right) x'^\lambda + O(x'^2)\right] g_{\mu\nu}(x) \\ &= K^\mu{}_\alpha K^\nu{}_\beta g_{\mu\nu}(0) + \left[K^\mu{}_\alpha K^\nu{}_\beta A_{\mu\nu,\lambda} + 2\left(K^\mu{}_\alpha L^\nu{}_{(\beta\lambda)} + K^\nu{}_\beta L^\mu{}_{(\alpha\lambda)}\right) g_{\mu\nu}(0)\right] x'^\lambda + O(x^2) \end{aligned}$$

Portanto nessa outra carta de coordenadas, a métrica em p é dada por

$$g'_{\alpha\beta}(0) = \Lambda^\mu{}_\alpha(0)\Lambda^\nu{}_\beta(0) g_{\mu\nu}(0) = K^\mu{}_\alpha K^\nu{}_\beta g_{\mu\nu}(0).$$

Notemos que como $g_{\mu\nu}(0)$ é simétrica, podemos tomar $K^\mu{}_\nu$ tal que $g'_{\alpha\beta}(0)$ seja uma matriz diagonal. Ainda, podemos multiplicar cada coordenada por um fator $\frac{1}{\sqrt{g_{\mu\mu}(0)}}$, de modo que a matriz diagonalizada se torna a matriz da métrica de Minkowski, isto é, podemos encontrar coordenadas tais que, em p, vale

$$g'_{\alpha\beta}(0) = \eta_{\alpha\beta},$$

portanto

$$g'_{\alpha\beta}(x') = \eta_{\alpha\beta} + O(x^2),$$

se tomarmos $L^\kappa{}_{\sigma\rho}$ tal que

$$K^\mu{}_\alpha K^\nu{}_\beta A_{\mu\nu,\lambda} + 2\left(K^\mu{}_\alpha L^\nu{}_{(\beta\lambda)} + K^\nu{}_\beta L^\mu{}_{(\alpha\lambda)}\right) g_{\mu\nu}(0) = 0.$$

Exercício 4

Consideremos a ação de Einstein-Hilbert com uma constante cosmológica Λ,

$$S_{\text{EH}} = \kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}\,(R - 2\Lambda)\,,$$

onde $\kappa_G = \frac{1}{16\pi G}$. A variação da ação devido à variação $g^{\mu\nu} \longrightarrow g^{\mu\nu} + \delta g^{\mu\nu}$ é dada por

$$\begin{aligned} \delta S_{\text{EH}} &= \kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\left[(R - 2\Lambda)\delta\sqrt{-g} + \sqrt{-g}\delta R\right] \\ &= \kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}\left[\left(\frac{1}{2}R - \Lambda\right)\frac{\delta g}{g} + R_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu} + g^{\mu\nu}\delta R_{\mu\nu}\right], \end{aligned}$$

portanto precisamos determinar as variações δg e $\delta R_{\mu\nu}$.

Em uma carta de coordenadas $g_{\mu\nu}$ pode ser considerada como uma matriz invertível, de modo que pela fórmula de Jacobi[2] temos

$$\delta g = g g^{\mu\nu}\delta g_{\mu\nu} = -g g_{\mu\nu}\delta g^{\mu\nu}.$$

Assim, temos

$$\delta S_{\text{EH}} = \kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}\left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}\right)\delta g^{\mu\nu} + \kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g} g^{\mu\nu}\delta R_{\mu\nu},$$

[2]Para uma matriz quadrada invertível M, vale $\delta(\det M) = (\det M)\,\mathrm{tr}\left(A^{-1}\delta M\right)$.

e nos resta mostrar que a segunda integral se anula.

Como consideramos conexões de Levi-Civita, a variação da métrica acarreta uma variação dos coeficientes da conexão $\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} \to \Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} + \delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu}$. Como $\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu}$ é uma componente do **tensor** dado pela diferença entre duas conexões, podemos escrever a sua derivada covariante por

$$\nabla_{\rho}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} = \partial_{\rho}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} + \Gamma^{\sigma}{}_{\rho\lambda}\delta\Gamma^{\lambda}{}_{\nu\mu} - \Gamma^{\lambda}{}_{\rho\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\lambda\mu} - \Gamma^{\lambda}{}_{\rho\mu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\lambda},$$

em relação à conexão de coeficientes $\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu}$. Como o tensor de curvatura é definido a partir da conexão, isto é,

$$R^{\sigma}{}_{\mu\rho\nu} = \partial_{\rho}\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} - \partial_{\nu}\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\mu} + \Gamma^{\sigma}{}_{\rho\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\nu\mu} - \Gamma^{\sigma}{}_{\nu\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\rho\mu},$$

sua variação é dada por

$$\begin{aligned}
\delta R^{\sigma}{}_{\mu\rho\nu} &= \partial_{\rho}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} - \partial_{\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\mu} + \delta\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\nu\mu} + \Gamma^{\sigma}{}_{\rho\lambda}\delta\Gamma^{\lambda}{}_{\nu\mu} - \delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\rho\mu} - \Gamma^{\sigma}{}_{\nu\lambda}\delta\Gamma^{\lambda}{}_{\rho\mu} \\
&= \left(\partial_{\rho}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} + \Gamma^{\sigma}{}_{\rho\lambda}\delta\Gamma^{\lambda}{}_{\nu\mu} - \delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\rho\mu}\right) - \left(\partial_{\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\mu} + \Gamma^{\sigma}{}_{\nu\lambda}\delta\Gamma^{\lambda}{}_{\rho\mu} - \delta\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\nu\mu}\right) \\
&= \left(\nabla_{\rho}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} + \Gamma^{\lambda}{}_{\rho\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\lambda\mu}\right) - \left(\nabla_{\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\mu} + \Gamma^{\lambda}{}_{\nu\rho}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\lambda\mu}\right) \\
&= \nabla_{\rho}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} - \nabla_{\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\mu}.
\end{aligned}$$

Assim, contraindo σ e ρ, obtemos a variação do tensor de Ricci,

$$\delta R_{\mu\nu} = \nabla_{\sigma}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} - \nabla_{\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\sigma\mu},$$

conhecida como a identidade de Palatini. Desse modo, temos

$$\begin{aligned}
g^{\mu\nu}\delta R_{\mu\nu} &= g^{\mu\nu}\nabla_{\sigma}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} - g^{\mu\nu}\nabla_{\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\sigma\mu} \\
&= \nabla_{\sigma}\left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu}\right) - \nabla_{\nu}\left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\sigma\mu}\right) \\
&= \nabla_{\sigma}\left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} - g^{\mu\sigma}\delta\Gamma^{\nu}{}_{\nu\mu}\right),
\end{aligned}$$

onde utilizamos a propriedade de que a conexão de Levi-Civita é uma conexão métrica e permutamos os índices ν e σ no segundo termo. Por fim, temos

$$\kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}g^{\mu\nu}\delta R_{\mu\nu} = \kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}\nabla_{\sigma}\left(g^{\mu\nu}\delta\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} - g^{\mu\sigma}\delta\Gamma^{\nu}{}_{\nu\mu}\right),$$

que se anula pelo teorema de Stokes, ao impormos que a variação na borda ∂M é nula.

Por fim, obtemos a variação da ação com uma constante cosmológica, dada por

$$\delta S_{\mathrm{EH}} = \kappa_G \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}\left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}\right)\delta g^{\mu\nu}.$$

Assim, pelo lema fundamental do cálculo de variações, se $\delta S_{\mathrm{EH}} = 0$, devemos ter

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 0.$$

Exercício 5

Consideremos a ação

$$S_{\mathrm{M}} = \int_M \mathrm{d}^4x\,\sqrt{-g}\mathcal{L}_{\mathrm{M}},$$

para uma densidade de lagrangiana $\mathcal{L}_{\mathrm{M}}$ que depende da métrica. Definindo o tensor de energia e momento por

$$T_{\mu\nu} = \frac{-2}{\sqrt{-g}}\frac{\partial(\sqrt{-g}\mathcal{L}_{\mathrm{M}})}{\partial g^{\mu\nu}},$$

a variação da ação para uma variação do tensor métrico $g^{\mu\nu} \to g^{\mu\nu} + \delta g^{\mu\nu}$ é dada por

$$\delta S_{\mathrm{M}} = \int_M \mathrm{d}^4x \, \frac{\partial(\sqrt{-g}\mathcal{L}_{\mathrm{M}})}{\partial g^{\mu\nu}} \delta g^{\mu\nu} = -\frac{1}{2} \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} T_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu}.$$

Consideremos o caso particular do eletromagnetismo, com a ação dada por

$$S_{\mathrm{EM}} = \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{4} g^{\rho\alpha} g^{\sigma\beta} F_{\rho\sigma} F_{\alpha\beta} \right),$$

onde $F_{\mu\nu}$ é o tensor de Faraday. Assim, variando a métrica e lembrando que o tensor de Faraday é antissimétrico, temos

$$\begin{aligned}
\delta S_{\mathrm{EM}} &= -\frac{1}{4} \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} \delta \left(g^{\rho\alpha} g^{\sigma\beta} F_{\rho\sigma} F_{\alpha\beta} \right) - \frac{1}{4} \int_M \mathrm{d}^4x \, F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \delta \sqrt{-g} \\
&= -\frac{1}{4} \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} \left(\delta^\rho{}_\mu \delta^\alpha{}_\nu g^{\sigma\beta} + g^{\rho\alpha} \delta^\sigma{}_\mu \delta^\beta{}_\nu \right) F_{\rho\sigma} F_{\alpha\beta} \delta g^{\mu\nu} + \frac{1}{8} \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} g_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \delta g^{\mu\nu} \\
&= -\frac{1}{2} \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} \left(g^{\sigma\beta} F_{\mu\sigma} F_{\nu\beta} + g^{\rho\alpha} F_{\rho\mu} F_{\alpha\nu} \right) - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \right] \delta g^{\mu\nu} \\
&= -\frac{1}{2} \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} \left(g^{\kappa\lambda} F_{\mu\kappa} F_{\nu\lambda} + g^{\kappa\lambda} F_{\kappa\mu} F_{\lambda\nu} \right) - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \right] \delta g^{\mu\nu} \\
&= -\frac{1}{2} \int_M \mathrm{d}^4x \, \sqrt{-g} \left(g^{\kappa\lambda} F_{\kappa\mu} F_{\lambda\nu} - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \right) \delta g^{\mu\nu},
\end{aligned}$$

então o tensor de energia e momento é

$$T_{\mu\nu} = F^\kappa{}_\nu F_{\kappa\mu} - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma},$$

ou então, com índices contravariantes,

$$\begin{aligned}
T^{\mu\nu} = g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} T_{\alpha\beta} &= g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} \left(F^\kappa{}_\beta F_{\kappa\alpha} - \frac{1}{4} g_{\alpha\beta} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} \right) \\
&= F^\mu{}_\kappa F^{\nu\kappa} - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma}.
\end{aligned}$$

Consideremos as coordenadas normais de Riemann, em que podemos tomar os resultados conhecidos da Relatividade Restrita. Isto é, nesta carta temos

$$F^{0i} = E^i \quad \text{e} \quad F^{ij} = \epsilon^{ijk} B_k,$$

com as demais componentes dadas pela antissimetria do tensor. A fim de calcular as componentes T^{00} e T^{i0} do tensor de energia e momento, determinamos

$$\begin{aligned}
F_{\rho\sigma} F^{\rho\sigma} &= F_{0\sigma} F^{0\sigma} + F_{i\sigma} F^{i\sigma} & F^0{}_\kappa F^{0\kappa} &= F^0{}_k F^{0k} & F^i{}_\kappa F^{0\kappa} &= F^i{}_k F^{0k} \\
&= F_{0i} F^{0i} + F_{i0} F^{i0} + F_{ij} F^{ij} & &= \eta_{jk} F^{0j} E^k & &= \eta_{jk} F^{ij} E^k \\
&= -2 E_i E^i + \epsilon_{ij\ell} B^\ell \epsilon^{ijk} B_k & &= E_k E^k & &= \epsilon^{ij\ell} E_j B_\ell \\
&= -2 \|\boldsymbol{E}\|^2 + 2 \|\boldsymbol{B}\|^2, & &= \|\boldsymbol{E}\|^2, & &= (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B})^i.
\end{aligned}$$

Assim, obtemos as componentes desejadas,

$$T^{00} = \|\boldsymbol{E}\|^2 + \frac{2\|\boldsymbol{B}\|^2 - 2\|\boldsymbol{E}\|}{4} = \frac{\|\boldsymbol{E}\|^2 + \|\boldsymbol{B}\|^2}{2} \quad \text{e} \quad T^{i0} = (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B})^i,$$

isto é, T^{00} é a densidade de energia do campo eletromagnético e T^{i0} é a componente i do vetor de Poynting.

Exercício 6

No exercício 1, mostramos que vale

$$R_{\lambda\mu\rho\nu} = \frac{1}{2}R\left(g_{\lambda\rho}g_{\mu\nu} - g_{\lambda\nu}g_{\mu\rho}\right)$$

no caso particular de variedades bidimensionais. Assim, o tensor de Riemann é dado por

$$R^{\sigma}{}_{\mu\rho\nu} = g^{\sigma\lambda}R_{\lambda\mu\rho\nu} = \frac{1}{2}Rg^{\sigma\lambda}\left(g_{\lambda\rho}g_{\mu\nu} - g_{\lambda\nu}g_{\mu\rho}\right) = \frac{1}{2}R\left(\delta^{\sigma}{}_{\rho}g_{\mu\nu} - \delta^{\sigma}{}_{\nu}g_{\mu\rho}\right),$$

de modo que o tensor de Ricci é obtido pela contração de σ e ρ,

$$R_{\mu\nu} = R^{\sigma}{}_{\mu\sigma\nu} = \frac{1}{2}R\left(2g_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}\right) = \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu}.$$

Dessa forma, o tensor de Einstein em duas dimensões é identicamente nulo,

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 0.$$

Dessa forma, as equações de Einstein $G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$, implicam que o tensor de energia e momento é nulo em toda a variedade.

Exercício 7

Consideremos um campo gravitacional fraco, em que podemos tomar a métrica como uma perturbação da métrica de Minkowski $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, onde $h_{\mu\nu}$ é "pequeno", isto é, consideraremos efeitos dessa perturbação em até primeira ordem. Por exemplo, os isomorfismos musicais são feitos em relação à métrica de Minkowski e tomaremos

$$g^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} - h^{\mu\nu},$$

com $h^{\mu\nu} = \eta^{\mu\alpha}\eta^{\nu\beta}h_{\alpha\beta}$, de modo que $g_{\mu\nu}g^{\nu\lambda} = \delta^{\lambda}{}_{\mu} + O(h^2)$. É importante ressaltar que, como $g_{\mu\nu}$ e $\eta_{\mu\nu}$ são simétricos, $h_{\mu\nu}$ também o deve ser.

Os coeficientes da conexão de Levi-Civita para essa métrica são dados por

$$\begin{aligned}
\Gamma^{\sigma}{}_{\nu\mu} &= \frac{1}{2}g^{\sigma\lambda}\left(\partial_\nu g_{\lambda\mu} + \partial_\mu g_{\lambda\nu} - \partial_\lambda g_{\nu\mu}\right) \\
&= \frac{1}{2}\eta^{\sigma\lambda}\left(\partial_\nu h_{\lambda\mu} + \partial_\mu h_{\lambda\nu} - \partial_\lambda h_{\nu\mu}\right) + O(h^2),
\end{aligned}$$

de modo que o tensor de Riemann é dado por

$$\begin{aligned}
R^{\sigma}{}_{\mu\rho\nu} &= \partial_\rho\Gamma^{\sigma}{}_{\mu\nu} - \partial_\mu\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\nu} + \Gamma^{\sigma}{}_{\rho\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\mu\nu} - \Gamma^{\sigma}{}_{\mu\lambda}\Gamma^{\lambda}{}_{\rho\nu} \\
&= \partial_\rho\Gamma^{\sigma}{}_{\mu\nu} - \partial_\mu\Gamma^{\sigma}{}_{\rho\nu} + O(h^2) \\
&= \frac{1}{2}\eta^{\sigma\lambda}\left(\partial_\rho\partial_\mu h_{\lambda\nu} + \partial_\rho\partial_\nu h_{\lambda\mu} - \partial_\rho\partial_\lambda h_{\mu\nu}\right) - \frac{1}{2}\eta^{\sigma\lambda}\left(\partial_\mu\partial_\rho h_{\lambda\nu} + \partial_\mu\partial_\nu h_{\lambda\rho} - \partial_\mu\partial_\lambda h_{\rho\nu}\right) \\
&= \frac{1}{2}\eta^{\sigma\lambda}\left(\partial_\rho\partial_\nu h_{\lambda\mu} - \partial_\rho\partial_\lambda h_{\mu\nu} - \partial_\mu\partial_\nu h_{\lambda\rho} + \partial_\mu\partial_\lambda h_{\rho\nu}\right).
\end{aligned}$$

Definindo o traço $h = h^{\sigma}{}_{\sigma} = \eta^{\alpha\beta}h_{\alpha\beta}$ e $\bar{h}_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}\eta_{\alpha\beta}h$, temos que o tensor de Ricci é dado por

$$\begin{aligned}
R_{\mu\nu} = R^{\sigma}{}_{\mu\sigma\nu} &= \frac{1}{2}\eta^{\sigma\lambda}\left(\partial_\sigma\partial_\nu h_{\lambda\mu} - \partial_\sigma\partial_\lambda h_{\mu\nu} - \partial_\mu\partial_\nu h_{\lambda\sigma} + \partial_\mu\partial_\lambda h_{\sigma\nu}\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial_\sigma\partial_\nu h^{\sigma}{}_{\mu} - \partial^\sigma\partial_\sigma h_{\mu\nu} - \partial_\mu\partial_\nu h + \partial_\mu\partial^\sigma h_{\sigma\nu}\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial^\sigma\partial_\nu h_{\mu\sigma} + \partial^\sigma\partial_\mu h_{\nu\sigma} - \partial^\sigma\partial_\sigma h_{\mu\nu} - \partial_\mu\partial_\nu h\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial^\sigma\partial_\nu\bar{h}_{\mu\sigma} + \frac{1}{2}\eta_{\mu\sigma}\partial^\sigma\partial_\nu h + \partial^\sigma\partial_\mu\bar{h}_{\nu\sigma} + \frac{1}{2}\eta_{\nu\sigma}\partial^\sigma\partial_\nu h - \partial^\sigma\partial_\sigma h_{\mu\nu} - \partial_\mu\partial_\nu h\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial^\sigma\partial_\nu\bar{h}_{\mu\sigma} + \partial^\sigma\partial_\mu\bar{h}_{\nu\sigma} - \partial^\sigma\partial_\sigma h_{\mu\nu}\right)
\end{aligned}$$

e o escalar de curvatura por

$$
\begin{aligned}
R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} &= \eta^{\mu\nu}R_{\mu\nu} + O(h^2) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial^\sigma\partial^\mu \bar{h}_{\mu\sigma} + \partial^\sigma\partial^\mu \bar{h}_{\mu\sigma} - \partial^\sigma\partial_\sigma \eta^{\mu\nu} h_{\mu\nu}\right) \\
&= \partial^\sigma\partial^\mu \bar{h}_{\mu\sigma} - \frac{1}{2}\partial^\sigma\partial_\sigma h.
\end{aligned}
$$

Desse modo, obtemos a linearização do tensor de Einstein, dada por

$$
\begin{aligned}
G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} &= R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R\eta_{\mu\nu} + O(h^2) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial^\sigma\partial_\nu \bar{h}_{\mu\sigma} + \partial^\sigma\partial_\mu \bar{h}_{\nu\sigma} - \underline{\partial^\sigma\partial_\sigma h_{\mu\nu}} - \eta_{\mu\nu}\partial^\sigma\partial^\rho \bar{h}_{\rho\sigma} + \underline{\frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}\partial^\sigma\partial_\sigma h}\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(\partial^\sigma\partial_\nu \bar{h}_{\mu\sigma} + \partial^\sigma\partial_\mu \bar{h}_{\nu\sigma} - \underline{\partial^\sigma\partial_\sigma \bar{h}_{\mu\nu}} - \eta_{\mu\nu}\partial^\sigma\partial^\rho \bar{h}_{\rho\sigma}\right).
\end{aligned}
$$

Pela simetria por difeomorfismos, temos liberdade de escolha de calibre para $g_{\mu\nu}$, de forma que podemos escolher o calibre $\partial^\nu \bar{h}_{\mu\nu} = 0$, de forma que o tensor de Einstein se torna apenas $G_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\partial^\sigma\partial_\sigma \bar{h}_{\mu\nu}$. Neste caso, as equações de Einstein são dadas por

$$
\partial^\sigma\partial_\sigma \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi G T_{\mu\nu}.
$$

Consideremos o caso quase-estático em que o tensor de energia e momento pode ser tomado em primeira aproximação como identicamente nulo exceto por sua componente $T_{00} = \rho$ que só depende das coordenadas espaciais. Neste caso temos

$$
\nabla^2 \bar{h}_{00} = -16\pi G\rho,
$$

portanto em paralelo com a equação de Poisson, $\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho$, escolhemos $\bar{h}_{00} = -4\Phi$. Além disso, como as outras componentes do tensor de energia e momento são nulas, podemos tomar $\bar{h}_{\mu\nu} = 0$ para todos μ e ν, exceto para $\mu = \nu = 0$. Deste modo o traço de $\bar{h}_{\mu\nu}$ é

$$
\bar{h} = g^{\mu\nu}\bar{h}_{\mu\nu} = 4\Phi + O(h^2),
$$

e podemos relacioná-lo com o traço de $h_{\mu\nu}$ ao tomar o traço da definição do tensor $\bar{h}_{\mu\nu}$,

$$
h = g^{\mu\nu}h_{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu}\left(\bar{h}_{\mu\nu} + \frac{1}{2}h\eta_{\mu\nu}\right) + O(h^2) = \bar{h} + 2h \implies h = -\bar{h} = -4\Phi.
$$

Assim, obtemos $h_{\mu\nu}$,

$$
h_{\mu\nu} = \bar{h}_{\mu\nu} + \frac{1}{2}h\eta_{\mu\nu} = -4\Phi\delta^0{}_\mu\delta^0{}_\nu - 2\Phi\eta_{\mu\nu} \implies h_{00} = -2\Phi, \quad h_{ij} = -2\Phi\delta_{ij}, \quad \text{e} \quad h_{0j} = 0,
$$

e, portanto, a métrica do campo gravitacional fraco é dada por

$$
\mathrm{d}s^2 = -(1+2\Phi)\,\mathrm{d}t^2 + (1-2\Phi)\left(\mathrm{d}x^2 + \mathrm{d}y^2 + \mathrm{d}z^2\right).
$$

Exercício 8

Relembremos o resultado obtido para os coeficientes da conexão de Levi-Civita no caso de uma métrica diagonal

$$
\Gamma^\lambda{}_{\lambda\lambda} = \frac{\partial_\lambda g_{\lambda\lambda}}{2g_{\lambda\lambda}}, \qquad \Gamma^\lambda{}_{\mu\lambda} = \frac{\partial_\mu g_{\lambda\lambda}}{2g_{\lambda\lambda}}, \qquad \Gamma^\lambda{}_{\mu\mu} = -\frac{\partial_\lambda g_{\mu\mu}}{2g_{\lambda\lambda}}, \qquad \Gamma^\lambda{}_{\mu\nu} = 0,
$$

em que não utilizamos a convenção de soma de Einstein, portanto não há nenhuma soma nos termos acima.

Deste modo, para uma métrica Lorentziana estática e com simetria esférica, podemos escrever

$$
g_{tt} = -e^{b(r)} \qquad g_{rr} = e^{a(r)} \qquad g_{\theta\theta} = r^2 \qquad g_{\phi\phi} = r^2\sin^2\theta,
$$

com as outras componentes nulas. Utilizando as expressões para os coeficientes da conexão, vemos que os termos ${\Gamma^\lambda}_{t\lambda} = {\Gamma^\lambda}_{\phi\lambda} = {\Gamma^t}_{\mu\mu} = {\Gamma^\phi}_{\mu\mu} = 0$, visto que estes termos envolvem derivadas em relação a t ou a ϕ e que as componentes da métrica não têm dependência com essas variáveis. Temos também que os termos ${\Gamma^\theta}_{\nu\nu} = {\Gamma^\theta}_{\mu\theta} = 0$ se anulam para $\nu \neq \phi$ e $\mu \neq r$. Obtemos os demais coeficientes computando diretamente com as fórmulas acima,

$$
\begin{aligned}
{\Gamma^t}_{tr} &= \frac{1}{2}b' & {\Gamma^r}_{tt} &= \frac{1}{2}b'e^{b-a} & {\Gamma^r}_{rr} &= \frac{1}{2}a' \\
{\Gamma^r}_{\theta\theta} &= -re^{-a} & {\Gamma^r}_{\phi\phi} &= -r\sin^2\theta e^{-a} & {\Gamma^\theta}_{r\theta} &= \frac{1}{r} \\
{\Gamma^\theta}_{\phi\phi} &= -\sin\theta\cos\theta & {\Gamma^\phi}_{r\phi} &= \frac{1}{r} & {\Gamma^\phi}_{\theta\phi} &= \cot\theta,
\end{aligned}
$$

com $a = a(r), b = b(r), a' = \frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}r}$ e $b' = \frac{\mathrm{d}b}{\mathrm{d}r}$.

Computemos as componentes $R_{tt}, R_{rr}, R_{\theta\theta}$ e $R_{\phi\phi}$ do tensor de Ricci, dado por

$$
R_{\mu\nu} = {R^\sigma}_{\mu\sigma\nu} = \partial_\sigma {\Gamma^\sigma}_{\nu\mu} - \partial_\nu {\Gamma^\sigma}_{\sigma\mu} + {\Gamma^\sigma}_{\sigma\lambda}{\Gamma^\lambda}_{\nu\mu} - {\Gamma^\sigma}_{\nu\lambda}{\Gamma^\lambda}_{\sigma\mu}.
$$

Utilizando os coeficientes da conexão encontrados, temos

$$
\begin{aligned}
R_{tt} &= \partial_\sigma {\Gamma^\sigma}_{tt} - \partial_t {\Gamma^\sigma}_{\sigma t} + {\Gamma^\sigma}_{\sigma\lambda}{\Gamma^\lambda}_{tt} - {\Gamma^\sigma}_{t\lambda}{\Gamma^\lambda}_{\sigma t} \\
&= \partial_r {\Gamma^r}_{tt} + {\Gamma^\sigma}_{\sigma r}{\Gamma^r}_{tt} - \left({\Gamma^\sigma}_{tt}{\Gamma^t}_{\sigma t} + {\Gamma^\sigma}_{tr}{\Gamma^r}_{\sigma t}\right) \\
&= \partial_r {\Gamma^r}_{tt} + {\Gamma^\sigma}_{\sigma r}{\Gamma^r}_{tt} - \left({\Gamma^r}_{tt}{\Gamma^t}_{rt} + {\Gamma^t}_{tr}{\Gamma^r}_{tt}\right) \\
&= \partial_r {\Gamma^r}_{tt} + \left(-{\Gamma^t}_{rt} + {\Gamma^r}_{rr} + {\Gamma^\theta}_{\theta r} + {\Gamma^\phi}_{\phi r}\right){\Gamma^r}_{tt} \\
&= \frac{1}{2}e^{b-a}\left(b'' + b'(b'-a') - \frac{1}{2}b'(b'-a') + \frac{2}{r}b'\right) \\
&= \frac{1}{2}e^{b-a}\left(b'' + \frac{1}{2}b'(b'-a') + \frac{2}{r}b'\right),
\end{aligned}
$$

e fazendo cálculos análogos para as outras componentes,

$$
R_{rr} = \frac{1}{2}\left(-b'' + \frac{1}{2}b'(a'-b') + \frac{2}{r}a'\right) \qquad R_{\theta\theta} = 1 - e^{-a} - \frac{r}{2}(b'-a')e^{-a} \qquad R_{\phi\phi} = \sin^2\theta R_{\theta\theta}.
$$

Se o tensor de Einstein é identicamente nulo, então o tensor de Ricci e o escalar de curvatura são nulos. De fato, temos

$$
\begin{aligned}
G_{\mu\nu} = 0 &\implies g^{\mu\nu}G_{\mu\nu} = 0 \\
&\implies g^{\mu\nu}\left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu}\right) = 0 \\
&\implies R = 0,
\end{aligned}
$$

portanto $R_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} = 0$. Dessa forma, no vácuo o tensor de Ricci se anula, portanto temos o sistema de equações diferenciais

$$
\begin{cases}
\frac{1}{2}e^{b-a}\left(b'' + \frac{1}{2}b'(b'-a') + \frac{2}{r}b'\right) = 0 \\
\frac{1}{2}\left(-b'' + \frac{1}{2}b'(a'-b') + \frac{2}{r}a'\right) = 0 \\
1 - e^{-a} - \frac{r}{2}(b'-a')e^{-a} = 0 \\
\sin^2\theta R_{\theta\theta} = 0.
\end{cases}
$$

Para $b = -a$, este sistema se torna

$$
\begin{cases}
\frac{1}{2}e^{2b}\left(b'' + (b')^2 + \frac{2}{r}b'\right) = 0 \\
\frac{1}{2}\left(-b'' - (b')^2 - \frac{2}{r}b'\right) = 0 \\
1 - e^b - rb'e^b = 0,
\end{cases}
$$

onde a última equação foi removida por ser redundante. Notemos ainda que a primeira equação é igual à segunda exceto por um fator de $-e^{2b}$, portanto a única equação relevante é

$$e^b + rb'e^b = 1 \implies \frac{\mathrm{d}r}{r} = \frac{\mathrm{d}b}{e^{-b} - 1}.$$

Com a substituição de variáveis $\xi = e^{-b} - 1$, temos $\mathrm{d}b = -\frac{\mathrm{d}\xi}{1+\xi}$, portanto

$$-\frac{\mathrm{d}r}{r} = \frac{\mathrm{d}\xi}{\xi^2 + \xi} \implies \ln\left(\frac{r_0}{r}\right) = \ln \xi - \ln(\xi + 1),$$

para alguma constante de integração r_0. Assim, obtemos

$$\begin{aligned}\frac{r_0}{r} = \frac{\xi}{\xi + 1} &\implies \xi = \frac{r_0}{r - r_0} \\ &\implies e^{-b} = e^a = \frac{r}{r - r_0} \\ &\implies e^b = 1 - \frac{r_0}{r},\end{aligned}$$

portanto encontramos a métrica

$$\mathrm{d}s^2 = -\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\mathrm{d}t^2 + \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^{-1}\mathrm{d}r^2 + r^2\,\mathrm{d}\Omega^2.$$

Para encontrar o valor da constante de integração, comparamos a métrica encontrada com a métrica do campo gravitacional fraco, obtendo

$$\frac{r_0}{r} = 2\Phi = \frac{2GM}{r} \implies r_0 = 2GM,$$

isto é,

$$\mathrm{d}s^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right)\mathrm{d}t^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r}\right)^{-1}\mathrm{d}r^2 + r^2\,\mathrm{d}\Omega^2,$$

que é a métrica de Schwarzschild.