

## DINÂMICA DA LUZ EM MODELOS COSMOLÓGICOS INOMOGÊNEOS

Pedro Henrique Gomes Lopes<sup>1</sup> (IC), Prof. Dr. Leandro Gustavo Gomes<sup>1</sup> (PQ)<sup>1</sup>Universidade Federal de Itajubá**Palavras-chave:** Cosmologia Inomegênea. Redshift gravitacional. Expansão cósmica.

## Introdução

Modelos cosmológicos inomogêneos são essenciais para compreender as variações locais da curvatura do espaço-tempo causadas por estruturas como galáxias e aglomerados de galáxias. Neste contexto, este trabalho se propõe a analisar a dinâmica da luz em espaços-tempos onde a expansão é homogênea e isotrópica (GOMES, 2024b), com a métrica

$$g = -e^{2\phi(t,x)} dt^2 + h_{ij} dx^i dx^j, \quad (1)$$

onde  $h_{ij} = a(t)^2 \sigma(x)_{ij}$  e  $\sigma$  é a métrica Riemanniana da variedade que define o espaço-tempo em questão,  $a(t)$  é o fator de escala e  $\phi$  é o potencial.

As equações do movimento de uma partícula de massa  $m_0$  movendo-se neste espaço-tempo é construída sob a perspectiva de certos observadores especiais, chamados de fiduciais, definidos como um campo vetorial com vorticidade nula e intensidade igual a velocidade da luz. Tal perspectiva permite um melhor entendimento das trajetórias nestes espaços.

Este projeto focou na análise da luz, ou seja, as equações do movimento serão equações geodésicas. A partir de algumas manipulações algébricas, uma expressão que envolve o parâmetro de redshift  $z$ , o potencial  $\phi$ , o fator de escala  $a(t)$  e a energia do fóton  $\varepsilon$  será deduzida, cujo interesse físico é muito interessante, já que, nesta expressão, conceitos como redshift cosmológico e gravitacional estarão embutidos juntos.

## Metodologia

Para descrever o movimento de uma partícula de massa de repouso  $m_0$  no espaço-tempo em questão, primeiro definimos a 4-velocidade da partícula como  $w^\mu$ . A equação de movimento da partícula é então dada por

$$m_0 \nabla_w w^\mu = f^\mu, \quad (2)$$

onde  $\nabla_w w$  é a aceleração covariante e  $f$  é a 4-força externa aplicada à partícula. Na ausência de força externa ( $f=0$ ), a partícula segue uma trajetória

geodésica, satisfazendo  $\nabla_w w = 0$ .

Do ponto de vista dos observadores fiduciais  $u$ , a velocidade espacial  $v$  da partícula é definida como  $g(v, u) = 0$ , onde  $w = \gamma(u + v)$  e  $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$  é o fator de Lorentz. O 4-momento da partícula é então dado por

$$p^\mu = m_0 w^\mu = m(u + v), \quad (3)$$

onde  $m = m_0 \gamma$ .

A partir da equação (2), temos

$$f^i = m_0 \nabla_w w^i = \nabla_w (p^i) = \frac{d}{ds} p^i + \Gamma_{\mu\nu}^i \frac{dx^\mu}{ds} p^\nu, \quad (4)$$

onde  $s$  é o tempo próprio da partícula ao longo da 4-velocidade  $w$ , do qual está relacionado com tempo próprio  $\tau$  pela seguinte expressão  $d\tau = \gamma ds$ .

Utilizando as correlações entre as variáveis temporais e a métrica  $g$  para calcular os símbolos de Christoffel, obtemos a expressão final da força no sentido Newtoniano atribuída pelos observadores fiduciais, isto é, a derivada covariante do 4-momento da partícula com respeito ao tempo próprio dos observadores  $u$ .

$$F^i = \frac{D}{d\tau} p^i = -m \bar{\nabla}^i \phi - 2\theta_j^i p^j + \frac{f^i}{\gamma}, \quad (5)$$

onde  $\bar{\nabla}^i \phi$  é o gradiente usual e  $\theta_j^i$  é o tensor de expansão, neste caso, isotrópico (ELLIS; MAARTENS; MACCALLUM, 2012). Sendo que o traço em cima do caractere representa um objeto na geometria de  $h_{ij}$ .

## Resultados e discussão

No contexto deste trabalho, a métrica que representa as seções espaciais será dada pela expressão

$$h_{ij} = a^2(t) \delta_{ij}. \quad (6)$$

Neste caso, as equações geodésicas simplesmente serão

$$\frac{d}{d\tau} \vec{p} = -m \bar{D} \phi - 2H \vec{p} \text{ e } \frac{dt}{d\tau} = e^{-\phi(t, x(\tau))}, \quad (7)$$

onde  $t$  é a coordenada temporal adaptada a  $u$ .

Com essas equações, tomando  $\frac{\partial}{\partial \tau} \phi = 0$ , isto é, pedindo que a função  $\phi$  seja independente da coordenada temporal, e, considerando a geometria espacial já apresentada, a seguinte expressão pode ser deduzida

$$E = a(t) e^{\phi(x(t))} \varepsilon(t) = \text{constante}, \quad (8)$$

onde  $E$  é a energia da partícula.

A partir da relação (8), analisando a energia de um sinal luminoso, é possível encontrar a seguinte relação

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} e^{\phi(x_0) - \phi(x_e)}, \quad (9)$$

onde  $t_0$  e  $x_0$  são coordenadas num ponto de observação e  $t_e$  e  $x_e$  num ponto de emissão.

Essa última expressão apresentada admite tanto análises de redshift no contexto cosmológico, tomando  $\phi = 0$ , quanto em regimes de campo fraco, tomando  $a = 1$ . Na literatura a análise de redshift nestes dois contextos são apresentadas separadamente, enquanto que, a partir da relação (9), esta pode ser feita de maneira conjunta.

## Conclusões

Este trabalho permitiu a formalização das equações de movimento de uma maneira diferente da usual, com o principal foco em facilitar as interpretações físicas. Dessa maneira, a análise da propagação da luz pôde ser feita de tal forma que unificou o conceito de redshift em dois contextos diferentes, cosmológicos e clássicos, que são tratados de maneira disjunta na literatura. Esta unificação fornece uma nova perspectiva e ferramentas para estudos futuros em cosmologia e astronomia.

Além dos resultados satisfatórios apresentados, os próximos passos da pesquisa serão: (a) analisar o comportamento do redshift com o potencial  $\phi$  dependente do tempo; (b) Entender a relação deste redshift com a distância luminosa em tais espaços-tempos (BITTENCOURT; GOMES; SANTOS, 2021); (c) Aplicar nos resultados obtidos em contextos específicos da função  $\phi$ , conforme apresentadas em (GOMES, 2024a) e (GOMES; OLIVEIRA; SANTOS, 2024). (d) Encontrar a forma generalizada da conservação da energia na forma generalizada das equações do movimento, incluindo partículas massivas, sob a mesma perspectiva dos observadores fiduciais a fim de buscar relações do tipo descritas pela expressão (8).

## Agradecimentos

Este trabalho foi financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), meus sinceros agradecimentos.

## Referências

- BITTENCOURT, E.; GOMES, L.; SANTOS, G. **Intrinsically symmetric cosmological model in the presence of dissipative fluids**. International Journal of Modern Physics D, v. 30, n. 05, p. 2150033, 2021.
- ELLIS, G. F. R.; MAARTENS, R.; MACCALLUM, M. A. H. **Relativistic Cosmology**. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.
- GOMES, L. G. **Breaking the cosmological principle into pieces: a prelude to the intrinsically homogeneous and isotropic spacetimes**. Classical and Quantum Gravity, v. 41, p. 095004, 2024.
- GOMES, L. G. **Spacetimes with homogeneous and isotropic expansion**. 2024.
- GOMES, L. G.; OLIVEIRA, M.; SANTOS, L. R. dos. **A class of inhomogeneous cosmological models with multiple component fluid under homogeneous and isotropic expansion**. 2024.