

O problema do tempo na gravitação e cosmologia quânticas

Leonardo Chataignier

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Resumo

Neste artigo de divulgação, faz-se uma revisão de conceitos fundamentais da teoria quântica e de sua aplicação à construção de uma teoria quântica da gravitação e da cosmologia. Destaca-se o problema do tempo: como entender a evolução de um Universo quântico se não há uma variável clássica que represente um tempo absoluto?

Abstract

In this outreach review, we discuss key concepts of quantum theory and their application to the construction of a quantum theory of gravitation and cosmology. Of special significance is the problem of time: how can we understand the evolution of a quantum Universe if there is no classical variable that represents an absolute time?

Palavras-chave: gravitação quântica; cosmologia quântica; problema do tempo.

Keywords: quantum gravity; quantum cosmology; problem of time.

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v6n2.49554](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v6n2.49554)

1 Introdução

A Natureza em pequenas escalas é repleta de processos que nos são estranhos. A nossa intuição está acostumada com escalas macroscópicas, para as quais vale a física clássica que descreve com precisão, por exemplo, a dinâmica de bolas de futebol bem como de planetas, galáxias e aglomerados. Para estruturas em grandes escalas do Universo, a interação predominante é a gravitação, que descreve a atração entre corpos maciços e entre diferentes formas de energia e *momentum*. Em contrapartida, em escalas microscópicas, o que se estuda são moléculas, átomos e partículas subatômicas, e a física que encontramos nestas escalas exhibe características muito peculiares. É a chamada física quântica, que nos leva a uma descrição probabilística da Natureza.

O caráter da interação gravitacional em pequenas escalas ainda não foi verificado experimentalmente. Por isso, não se sabe se a gravitação é um fenômeno quântico como as outras interações conhecidas. De qualquer forma, é necessário entender como átomos e partículas subatômicas interagem por meio da gravitação de modo consistente com o que sabemos da física quântica. Uma hipótese razoável é a de que o campo gravitacional

também é descrito por meio das probabilidades quânticas, e isso levou ao desenvolvimento de diversas teorias da gravitação quântica [1–4], que ainda devem ser verificadas por meio de observações.

Embora a verificação direta do caráter quântico da gravidade em escalas microscópicas esteja além da nossa atual capacidade experimental, existem propostas que buscam detectar efeitos quânticos na interação gravitacional em escalas intermediárias [5, 6]. Além disso, espera-se que a gravitação quântica seja de extrema relevância para o Universo primordial e deixe sinais que possam vir a ser observados na cosmologia e astrofísica atuais [7–10], ou seja, em grandes escalas. Deste modo, a gravidade quântica pode, de fato, estar associada a uma cosmologia quântica [9–15] que teria o potencial de abordar questões fundamentais como a origem do Universo, a natureza do *big bang* e a formação de estruturas como galáxias e aglomerados a partir de processos quânticos primordiais.

Neste artigo, vamos discutir por que as probabilidades quânticas talvez se apliquem não somente a escalas microscópicas, mas a todo o Universo e, em particular, às noções de tempo, espaço e à gravitação, motivando assim uma teo-

ria quântica da gravidade e da cosmologia. Uma questão fundamental neste cenário é o problema do tempo [1, 3, 4, 16–18], que diz respeito à descrição da evolução do Universo sem uma noção clássica de tempo. Começamos na Seção 2 com uma discussão da teoria quântica em geral, motivando sua aplicação a todo o Universo. Na Seção 3, as noções básicas de cosmologia e gravitação são introduzidas e examinamos sua quantização, isto é, o processo de se construir uma possível teoria quântica que reproduza a física clássica que já conhecemos em uma determinada aproximação. O problema do tempo é então analisado a partir da Seção 3.3. Fazemos um breve apanhado das muitas abordagens que se propõem a resolvê-lo e discutimos seu significado físico. Por fim, concluímos o artigo com a Seção 4, discutindo os principais conceitos e questões deste tema com o propósito de instigar o interesse dos leitores nesta área de pesquisa.

2 A teoria quântica

A dinâmica clássica nos permite, em princípio, determinar a evolução de um sistema físico para todos os instantes de tempo com base apenas na especificação de suas condições iniciais, que são tipicamente dadas em termos da configuração inicial do sistema (e.g., a posição inicial da bola de futebol) e de sua taxa inicial de variação no tempo (e.g., sua velocidade inicial) ou, de forma mais sofisticada, seu *momentum* inicial [19–21]. Dadas as condições iniciais, em tese, é possível determinar a trajetória inteira do sistema (isto é, toda a sequência de configurações que o sistema ocupou e ocupará) por meio da resolução de equações que representam as leis clássicas da física.¹

O conjunto de condições iniciais possíveis é chamado de espaço de fase e a trajetória de um sis-

tema físico pode ser vista como uma curva neste espaço. Podemos associar volumes deste espaço à noção de “ação,” que intuitivamente exprime “o quanto acontece” em um processo físico. A unidade de ação é obtida ao se multiplicar uma unidade de configuração (e.g., uma unidade de posição, como 1 metro) e uma unidade de *momentum*. Assim, grandes variações dos valores dos *momenta* e grandes diferenças entre configurações (distâncias) estão associadas a uma maior ação.²

Em escalas microscópicas, contudo, não se pode mais especificar condições iniciais como na física clássica devido à relação de incerteza de Heisenberg, que observa a existência de um limite à determinação precisa e simultânea de configurações $q(t)$ e seus respectivos *momenta* $p(t)$ para qualquer instante de tempo t [25]. Em termos matemáticos, essa relação de incerteza é expressa como uma desigualdade,

$$\Delta q(t)\Delta p(t) \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (1)$$

que relaciona o desvio padrão $\Delta q(t)$ da variável $q(t)$ com o desvio padrão $\Delta p(t)$ da variável $p(t)$ e a chamada constante reduzida de Planck $\hbar$, que assegura que ambos os lados da desigualdade têm as dimensões corretas com unidades de ação. Ou seja, somos forçados a uma descrição probabilística do sistema, onde o desvio padrão quantifica quanto uma variável desvia de seu valor médio.

A desigualdade na Eq. (1) significa que, se as configurações q resultam em valores próximos da média em medições experimentais (e assim podemos considerar que o valor de q está determinado de forma razoavelmente precisa), então medições dos *momenta* p resultam em desvios significativos da média (de modo que p não está precisamente determinado) e vice-versa. Portanto, a física clássica é substituída por uma descrição probabilística na qual não se pode determinar de modo preciso os valores de q e p simultaneamente devido ao limite imposto por $\hbar/2$. Até onde se sabe, este é de fato um limite físico, não meramente uma

¹A determinação precisa de trajetórias a partir das condições iniciais não é sempre factível. Há casos em que este “determinismo” pode falhar (veja, por exemplo, a discussão em [22]). Mesmo em situações nas quais o determinismo é válido em princípio, pode ser impraticável calcular e observar as trajetórias individuais de cada componente de um sistema (e.g., um sistema com um número muito grande de partículas, para o qual um tratamento estatístico em termos de valores médios é mais viável [23]). Também existem sistemas caóticos, nos quais pequenas variações das condições iniciais levam a trajetórias muito diferentes, de modo que qualquer imprecisão na determinação dos valores iniciais leva a uma grande incerteza acerca da trajetória [21, 24].

²A noção de energia pode ser relacionada à variação no tempo da ação associada a uma trajetória. Esta ação é definida como um funcional (um mapa que leva uma função, como a configuração do sistema em função do tempo, a um número) [19–21]. Assim, a unidade de energia pode ser definida como uma unidade de ação dividida por uma unidade de tempo.

restrição das atuais tecnologias experimentais, e ele previne a precisão de qualquer ponto (q, p) no espaço de fase. Por isso, diz-se que $\hbar$ designa um *quantum* de ação, e a teoria correspondente é uma teoria quântica [26–28].

2.1 Funções de onda e o princípio de superposição

Relações análogas à Eq. (1) tipicamente ocorrem na análise de Fourier de diversos sistemas, da qual resulta que, se o valor absoluto ao quadrado $|\psi(q)|^2$ de uma função complexa $\psi(q)$ está bem localizado no espaço de configurações (ou seja, se $|\psi(q)|^2$ é uma função integrável a 1 com um pico estreito em algum valor de q), então o valor absoluto ao quadrado $|\tilde{\psi}(k)|^2$ (integrável a 1) da transformada de Fourier $\tilde{\psi}(k)$ não está bem localizado e vice-versa [26, 27, 29]. Por exemplo, na análise de sinais [29], o espaço de configurações relevante é o conjunto de valores q do tempo, e a dependência temporal de um sinal é descrita por uma função $\psi(q)$, que pode ser escrita como uma superposição de diversas funções ondulatórias no espaço de configurações (como, por exemplo, senos e cossenos), sendo assim um “pacote de ondas.” A transformada de Fourier $\tilde{\psi}(k)$ descreve o sinal em termos das frequências k que constituem $\psi(q)$, e a análise de Fourier implica que $|\psi(q)|^2$ e $|\tilde{\psi}(k)|^2$, ambas integráveis a 1, não podem estar bem localizadas simultaneamente. De modo intuitivo, um pacote de ondas $\psi(q)$ que leva a um pico estreito deve ser obtido por meio de uma superposição de muitas ondas de frequências diferentes e, assim, a distribuição de frequências não está bem localizada e vice-versa.

Em analogia à análise de Fourier, pode-se considerar que a descrição quântica de um sistema com configurações q está associada a uma distribuição de probabilidades $|\psi(q, t)|^2$, onde o tempo t é um parâmetro independente [26, 27]. Para valores contínuos ou discretos de q , supõe-se que a distribuição $|\psi(q, t)|^2$ é respectivamente integrável ou somável a 1, o que corresponde ao fato de que a soma de probabilidades deve ser 100%. Isto vale para todos os instantes de tempo, já que a Eq. (1) permanece válida. Se $|\psi(q, t)|^2$ tem (ou não) um pico estreito, então o desvio padrão $\Delta q(t)$ correspondente é pequeno (ou grande). Neste caso, o desvio padrão $\Delta p(t)$ deve

ser considerável (ou negligenciável), o que ocorre se definimos a distribuição de probabilidades para os *momenta*, $|\tilde{\psi}(k, t)|^2$, por meio da transformada de Fourier $\tilde{\psi}(k, t)$ da função $\psi(q, t)$, com a relação $p = \hbar k$, originalmente considerada por de Broglie [30].

Nesta teoria probabilística, não se descreve mais a evolução das configurações $q(t)$ ou dos *momenta* $p(t)$ no tempo, mas sim a mudança das distribuições de probabilidades por meio da variação temporal das funções $\psi(q, t)$ e $\tilde{\psi}(k, t)$. Esta variação é governada por outra característica marcante da teoria quântica: o princípio de superposição, que dita que se $\psi_1(q, t)$ e $\psi_2(q, t)$ são duas possíveis soluções da teoria quântica, então a combinação linear $\lambda_1\psi_1(q, t) + \lambda_2\psi_2(q, t)$ também é uma solução válida [26, 27]. Em outras palavras, a dinâmica de $\psi(q, t)$ deve ser linear e não envolver, por exemplo, fatores de $\psi(q, t)$ ao quadrado. Isto nos leva à equação de Schrödinger [31, 32],

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(q, t) = \hat{H} \psi(q, t), \quad (2)$$

onde $\partial\psi(q, t)/\partial t$ é a derivada de $\psi(q, t)$ no tempo, que nos diz como esta função varia com t , e $-i\hat{H}/\hbar$ define uma transformação linear. O fator de $\hbar$ garante que $\hat{H}$, chamado de operador hamiltoniano, tem unidades de energia. Já o significado físico da unidade imaginária i é discutido mais abaixo.

Como a Eq. (2) é linear, o conjunto de suas soluções forma um espaço vetorial, onde toda solução $\psi(q, t)$ pode ser escrita em termos de um conjunto completo e linearmente independente de outras soluções, que definem eixos neste espaço (em analogia aos eixos $x, y, z, \dots$ do espaço cartesiano). Em certos casos, podemos escrever $\psi(q, t)$ como uma superposição de funções ondulatórias, como senos e cossenos, da mesma forma que o pacote de ondas na análise de Fourier. Por isso, chama-se $\psi(q, t)$ de função de onda, a partir da qual as probabilidades $|\psi(q, t)|^2$ são obtidas.

Diferentes escolhas dos eixos no espaço de soluções levam a representações diferentes das soluções da Eq. (2), que não favorece nenhuma escolha específica. Com isso, podemos considerar que todas as representações do estado quântico estão em pé de igualdade. Em particular, a transformada de Fourier que relaciona $\psi(q, t)$ com $\tilde{\psi}(k, t)$ corresponde a uma mudança de eixos, o que mostra que $\psi(q, t)$ e $\tilde{\psi}(k, t)$ são duas representações

diferentes do mesmo objeto: o “estado quântico” do sistema. Da mesma forma que $|\psi(q, t)|^2$ e $|\tilde{\psi}(k, t)|^2$ fornecem as distribuições de probabilidades das configurações e dos *momenta*, uma outra representação $\Psi(\alpha, t)$ do estado quântico leva à distribuição de probabilidades de variáveis α associadas à escolha de eixos. Como as soluções da Eq. (2) são determinadas pela escolha de uma função de onda inicial $\psi(q, t_0)$, o espaço de soluções também pode ser visto como um espaço de estados quânticos iniciais, da mesma forma que o espaço de fase clássico é o espaço de condições iniciais.

A unidade imaginária i na Eq. (2), juntamente com o requerimento de que a evolução de $\psi(q, t)$ no tempo deve preservar a probabilidade total (i.e., $|\psi(q, t)|^2$ deve ser integrável ou somável a 1 em todos os instantes), significa que $\hat{H}$ deve ser um operador auto-adjunto, que é um operador para o qual existe um conjunto completo de funções generalizadas $\xi_E(q)$ nas quais ele atua como uma multiplicação por um número real E , $\hat{H}\xi_E(q) = E\xi_E(q)$. Estas funções $\xi_E(q)$ servem como eixos ortogonais,³ o que implica que a representação $\Psi(E, t)$ do estado quântico nestes eixos fornece a distribuição de probabilidades $|\Psi(E, t)|^2$ para os valores possíveis de energia dados pelos números reais E [26, 27].

2.2 Interferência

As funções que compõem $\psi(q, t)$, por meio de uma superposição, interferem entre si, como a superposição de ondas na água ou de ondas eletromagnéticas leva a diferentes formatos ondulatórios. Visto que a distribuição de probabilidades para cada configuração q no instante t é $|\psi(q, t)|^2$, cada função componente influencia a probabilidade de se observar q por meio da interferência. Por exemplo, se $\psi(q, t)$ é dada pela superposição de duas funções, $\psi(q, t) = \psi_1(q, t) + \psi_2(q, t)$, a distribuição de probabilidades das configurações é

$$|\psi(q, t)|^2 = |\psi_1(q, t)|^2 + |\psi_2(q, t)|^2 + 2\text{Re}[\psi_1(q, t)\psi_2^*(q, t)] . \quad (3)$$

Ou seja, neste caso, a probabilidade de se observar algum valor da configuração q não é somente a soma de $|\psi_1(q, t)|^2$ com $|\psi_2(q, t)|^2$, mas inclui

³A grandeza $|\xi_E(q)|^2$ não é necessariamente integrável ou somável a 1.

também um “termo de interferência,” que é o dobro da parte real do produto entre $\psi_1(q, t)$ e o conjugado complexo de $\psi_2(q, t)$, que se escreve como $\psi_2^*(q, t)$.

Este fenômeno leva ao padrão de interferência observado, por exemplo, no experimento de dupla fenda [33], no qual um feixe de partículas ou radiação incide sobre uma barreira com duas fendas e posteriormente é absorvido por uma tela cujo material é sensível à absorção. Essa sensibilidade leva a pontos de absorção, que podem ser vistos ou detectados de modo apropriado e que aparecem na tela de forma aleatória, mas formam uma série de bandas intensas intercaladas por bandas de pouca intensidade. Esta série surge após muitas absorções e é consistente com a Eq. (3), já que a função de onda do sistema é difratada pelas fendas, das quais duas ondas $\psi_{1,2}(q, t)$ surgem e se sobrepõem.

No caso de um sistema quântico com muitos graus de liberdade $q = (q_1, q_2, \dots)$, a distribuição de probabilidades $|\psi(q, t)|^2$ pode levar a correlações entre as variáveis $q_1, q_2, \dots$ de configuração. Neste caso, $\psi(q, t)$ não é separável, $\psi(q, t) \neq \psi_1(q_1, t)\psi_2(q_2, t) \dots$ e dizemos que o estado quântico do sistema é entrelaçado ou emaranhado. Mesmo que $\psi(q, t)$ seja separável de início, a evolução do sistema de acordo com a Eq. (2) pode vir a introduzir correlações entre as variáveis por meio de sua interação, levando assim a um emaranhamento quântico. A interação de um sistema de interesse, como uma partícula, com graus de liberdade do ambiente no qual está inserido (e.g., outras partículas ou radiação) leva, em geral, a um estado quântico emaranhado que descreve a dinâmica tanto do sistema quanto do ambiente por meio de uma função de onda que não é separável. Desta forma, podemos incluir o ambiente na descrição quântica de um sistema. Mas quão grande pode ser o ambiente? Poderia ser o laboratório onde se faz o experimento? A vizinhança do laboratório? O Universo inteiro? A teoria quântica atual não impõe um limite.

Até o momento, não se conhece nenhuma escala na qual o princípio de superposição deixa de ser válido. Em tese, isto indica que sistemas de tamanho arbitrário, mesmo em escalas meso ou macroscópicas, poderiam ser descritos por funções de onda $\psi(q, t)$ e probabilidades quânticas $|\psi(q, t)|^2$. Mas, se a teoria quântica for válida

em escalas arbitrárias, como explicar o sucesso da física clássica em escalas macroscópicas e, em particular, na astrofísica e cosmologia? Na busca de uma resposta, dois conceitos chave são a decoerência e o problema da medição.

2.3 Decoerência, limite clássico e o problema da medição

Na Eq. (3), o termo de interferência está relacionado às relações de fase que existem entre as funções componentes $\psi_1(q, t)$ e $\psi_2(q, t)$ (e.g., entre senos e cossenos). Em cada instante de tempo, estas relações levam a um padrão de interferência e as funções componentes se sobrepõem de forma coerente. Agora, se levarmos em conta que o sistema interage com seu ambiente, ambos devem ser descritos por um estado quântico emaranhado que captura as correlações quânticas entre eles.

Os detalhes das correlações entre sistema e ambiente são, de modo geral, irrelevantes ou inacessíveis em um dado experimento, pois não sabemos ou não controlamos o estado do ambiente com precisão. Portanto, não se usa a distribuição conjunta de probabilidades $|\psi(q_s, q_a, t)|^2$ para os graus de liberdade q_s do sistema e q_a do ambiente, mas sim uma distribuição marginal, na qual os graus de liberdade do ambiente são desprezados (soma-se ou integra-se sobre todos os seus valores possíveis). Com o passar do tempo, à medida que o emaranhamento entre o sistema e o ambiente cresce, as relações de fase responsáveis por termos de interferência no sistema também se tornam correlatas com o ambiente. Ao se desprezar os graus de liberdade do ambiente, os termos de interferência nas probabilidades marginais do sistema são suprimidos.

Esta supressão dinâmica de termos de interferência se chama decoerência [34–39], que pode ser entendida como a perda da coerência observável no sistema. As probabilidades que resultam deste processo são somas de termos que não interferem entre si e podem ser interpretadas como as probabilidades do que se entende classicamente como eventos mutuamente excludentes,⁴ já que a probabilidade clássica de tais eventos também é uma soma simples: $p(A \cup B) = p(A) + p(B)$ se $A \cap B = \emptyset$. Com isso, após o processo de decoe-

rência, as probabilidades quânticas levam a uma distribuição de probabilidades de eventos que não interferem e que podem ser vistos como alternativas mutuamente excludentes.

Cada alternativa será equivalente a uma solução clássica se sua probabilidade corresponder àquela obtida a partir de um pacote de ondas bem localizado, com um pico estreito que segue uma trajetória clássica no espaço de configurações. Tipicamente, isto ocorre somente de forma aproximada (para processos com ações muito maiores que $\hbar$, que se torna comparativamente irrelevante) e durante um intervalo de tempo limitado. Contudo, para sistemas macroscópicos, a interação com o ambiente está sempre ocorrendo e leva repetidamente ao processo de decoerência, que suprime os termos de interferência e continuamente localiza os pacotes de ondas. Este processo leva a uma descrição clássica e macroscópica de um modo efetivo [35–39]. Neste limite clássico, o operador hamiltoniano leva a uma função no espaço de fases da teoria, a chamada hamiltoniana H , que determina a forma das equações clássicas que conectam condições iniciais às trajetórias. Neste caso, as alternativas mutuamente excludentes podem ser vistas como clássicas (e.g., estados de um detector que são macroscopicamente distintos), com uma distribuição de probabilidades que podemos chamar de p_{antes} .

Em uma observação ou medição experimental, somente uma alternativa A se concretiza. Assim, no instante em que A é observada, a distribuição de probabilidades deve ser atualizada para $p_{\text{depois}}(A) = 1$, enquanto todas as outras alternativas têm probabilidade zero. Esta distribuição atualizada serve então como condição inicial para a evolução quântica do sistema a partir deste momento. A mudança abrupta da distribuição de p_{antes} para p_{depois} não é uma consequência da decoerência (que simplesmente suprime termos de interferência em p_{antes}) e tão pouco da Eq. (2). Este é o problema da medição: qual é o significado físico da atualização $p_{\text{antes}} \rightarrow p_{\text{depois}}$? Como reconciliá-la com a dinâmica quântica descrita, por exemplo, pela Eq. (2)? Não há ainda um consenso científico a respeito da solução deste problema, o que estimula a formulação de diferentes interpretações da teoria quântica [40].

Embora $p_{\text{antes}} \rightarrow p_{\text{depois}}$ seja uma atualização necessária para descrever a concretização de

⁴Também é possível dizer mutuamente exclusivos (tradução literal de *mutually exclusive*).

um evento no momento de observação, sua interpretação está ligada à natureza do estado quântico e das probabilidades quânticas. Seria $\psi(q, t)$ uma reflexão do que se sabe a respeito de um sistema, isto é, um artifício para se descrever probabilidades em conformidade com a Eq. (1), sendo $p_{\text{antes}} \rightarrow p_{\text{depois}}$ uma atualização bayesiana [41–43]? Ou seria $\psi(q, t)$ um ente físico, tão real quanto os leitores? Neste caso, seria $p_{\text{antes}} \rightarrow p_{\text{depois}}$ um processo físico ou algo ilusório?

Seja como for, percebe-se que a teoria quântica pode, em princípio, ser aplicada em escalas arbitrárias, enquanto a teoria clássica surge de modo aproximado em escalas macroscópicas. Assim sendo, somos levados a considerar a possibilidade de que todo o Universo seja um sistema quântico, descrito por uma única função de onda do Universo, correspondendo a um estado quântico universal e, em geral, emaranhado. Isto requer uma cosmologia quântica, que pode nos ajudar a compreender a origem e evolução do Universo em termos de processos quânticos [7, 9–12, 14].

3 Cosmologia e gravitação quânticas

A cosmologia, que visa elucidar a evolução do Universo e a formação de aglomerados, galáxias e outras estruturas, é indissociável da gravitação, a interação predominante em grandes escalas. Deste modo, uma teoria quântica da cosmologia deve também incluir a gravitação quântica.

No nosso atual entendimento clássico, a cosmologia e gravitação são muito bem descritas pela teoria da relatividade geral [44–46]. Esta teoria clássica estabelece que o campo gravitacional interage com as diferentes formas de energia e *momentum*, o que determina a evolução tanto da matéria (composta por campos e, em certa aproximação, por partículas) quanto do próprio campo gravitacional.

O termo relatividade geral se justifica porque não há um referencial absoluto e preferencial na teoria. As noções de movimento e dinâmica são entendidas de forma relacional, isto é, relativa a um referencial. Os conceitos de duração (intervalo de tempo) e distâncias (separações no espaço) são relativas ao referencial de um observador, que é necessariamente uma construção local, válida em uma pequena região do espaço e um

pequeno intervalo de tempo. Em especial, embora seja possível definir coordenadas temporais arbitrárias, o que um observador mede é o seu tempo próprio, que é o tempo medido por relógios em repouso em relação ao observador. Com isso, dependendo de seu estado de movimento (da sua energia, *momentum* e da sua interação com o campo gravitacional), diferentes observadores podem medir valores diferentes (relativos) para intervalos temporais e discordar a respeito da simultaneidade de certos eventos.

A teoria, contudo, é calcada em noções invariantes, que independem da escolha de referencial e, de modo mais geral, da escolha de coordenadas arbitrárias no espaço e no tempo. De fato, como não há um referencial privilegiado, a forma (ou expressão matemática) da teoria é a mesma em todos os referenciais e, portanto, para todos os observadores. Por vezes, esse fato é chamado de princípio da covariância geral. Juntamente com a relatividade da simultaneidade, isto nos leva a desfavorecer a visão do espaço e do tempo como conceitos totalmente separados e distintos e a adotar uma perspectiva do espaço e do tempo como uma única entidade física e geométrica: o espaço-tempo (com três dimensões de espaço e uma de tempo).

A interação do campo gravitacional com as diferentes formas de energia e *momentum*, que são associadas às trajetórias de partículas e à variação dos campos no espaço e no tempo, leva a uma relação muito próxima entre a geometria do espaço-tempo e a gravidade. De fato, na relatividade geral, a geometria do espaço-tempo é um ente físico e dinâmico, que pode ser visto como uma descrição da gravitação: campos gravitacionais mais intensos correspondem a regiões de maior curvatura, nas quais há maiores diferenças entre as acelerações de objetos vizinhos. Esta descrição respeita não apenas a covariância geral, mas também uma versão do chamado princípio de equivalência, segundo a qual sempre podemos definir, em pequenas regiões do espaço-tempo, um referencial inercial local, no qual efeitos da gravitação são desprezíveis. Diz-se que este referencial está em queda livre, já que os efeitos gravitacionais são localmente equivalentes àqueles provenientes de uma aceleração.⁵

⁵O exemplo arquetípico é o de um elevador isolado. Passageiros, ao sentir seu “peso”, não sabem se o elevador

Existem muitas abordagens que buscam estender a gravitação a um regime quântico [2]. Neste texto, vamos nos concentrar na aplicação da teoria quântica, como ela foi descrita na Seção 2, à relatividade geral. Esta é a chamada abordagem canônica à gravitação quântica. Seu objeto central é a Eq. (2). Para isso, precisamos entender como formular o espaço de fases e o que seria a hamiltoniana na relatividade geral.

3.1 O problema de valores iniciais na relatividade geral

A formulação da teoria clássica em termos de um espaço de fases ou um espaço de condições iniciais nos permite encontrar as soluções das equações em termos de um problema de valores iniciais: dadas as condições iniciais, qual é a solução correspondente?

No caso da relatividade geral, contudo, não existe uma definição absoluta ou privilegiada de tempo. Cada observador tem seu tempo próprio, e somos livres para escolher coordenadas arbitrárias no espaço-tempo. Não obstante, é possível formular a teoria como um problema de valores iniciais se a forma geral do espaço-tempo (ou, de maneira mais sofisticada, sua topologia) nos permitir entendê-lo como uma sequência de hipersuperfícies espaciais, ou seja, espaços tridimensionais que representam as distâncias espaciais. Cada hipersuperfície nesta sequência representa um instante de tempo por meio de uma “convenção de simultaneidade” e a coleção de todas as hipersuperfícies forma o espaço-tempo quadridimensional (diz-se que a sequência de hipersuperfícies forma uma “folheação” do espaço-tempo; recomenda-se a leitura de [1, 45, 47–50]). Diferentes escolhas das hipersuperfícies correspondem a diferentes escolhas de coordenada temporal e podem corresponder ao tempo de diferentes observadores. Deste modo, a covariância geral da teoria equivale ao fato de que não há, em princípio, uma folheação absoluta ou preferencial e, em uma dada folheação, não há coordenadas espaciais privilegiadas.

Embora a definição de uma folheação do espaço-tempo não seja sempre factível, ela é de grande utilidade em simulações de fusões de buracos

negros, emissão de ondas gravitacionais, colisões de estrelas de nêutrons e em outras situações em que sabemos as condições iniciais de um sistema gravitacional e precisamos determinar sua evolução [48]. Nota-se que “inicial,” neste contexto, significa em uma certa hipersuperfície de simultaneidade, e “evolução” significa a transição a outras hipersuperfícies por meio das equações da teoria. A solução assim obtida corresponde à variação ao longo do tempo (da sequência de hipersuperfícies) dos campos de matéria bem como da geometria, aqui entendida como a geometria espacial das hipersuperfícies. Esta variação temporal da geometria espacial por vezes recebe o nome de geometrodinâmica [1, 45], e a trajetória da geometria espacial tridimensional leva à construção da geometria do espaço-tempo quadridimensional.

Nesta formulação, o espaço de fases é construído a partir dos valores iniciais dos campos de matéria e da geometria espacial bem como dos seus respectivos *momenta*. As equações de campo, que permitem determinar a evolução das condições iniciais, podem ser definidas a partir de uma hamiltoniana H que apresenta propriedades peculiares. Ao se escrever as equações da relatividade geral em termos das variáveis adaptadas a uma folheação, vemos que H é uma combinação de funções ϕ cujo valor em qualquer solução física é zero, $\phi = 0$. Ou seja, estas funções restringem os valores iniciais admissíveis dos campos àqueles que satisfazem $\phi = 0$ e, por isso, são chamadas de funções de vínculos ou simplesmente vínculos. Devido a eles, temos que o valor físico da hamiltoniana é zero [1, 45, 51–55],

$$H = 0. \quad (4)$$

Os vínculos da relatividade geral estão relacionados ao que se chama de álgebra de deformação de hipersuperfícies [1, 56, 57] e também, de forma mais indireta, aos geradores de difeomorfismos no espaço-tempo (versões ativas das transformações gerais de coordenadas) entendidos como transformações canônicas *on-shell* [58], isto é, transformações que preservam a estrutura do espaço de fases (ou melhor, da região do espaço de fases que satisfaz $\phi = 0$).

Estes conceitos matemáticos têm uma interpretação física simples e profunda: a covariância geral pode ser entendida como uma simetria local

está em repouso em um campo gravitacional ou se o elevador está acelerando para cima na ausência da gravidade. Esta é uma equivalência local.

ou redundância da teoria, já que as equações (as leis físicas) têm o mesmo aspecto independentemente da escolha de referencial ou coordenadas. Esta escolha pode ser feita por um observador por questão de conveniência (diz-se que é um calibre), mas nenhuma escolha é favorecida pela teoria. Assim, toda grandeza física que pode ser construída a partir das equações de modo a manter sua simetria também será insensível a esta escolha, e dizemos que ela é invariante de calibre. As grandezas que podem ser previstas e construídas a partir das equações (das leis) sem ambiguidades são justamente os invariantes de calibre, que formam o conteúdo físico da teoria [59]. Com isso, as transformações dos campos que correspondem a mudanças da escolha de referencial ou coordenadas (transformações de calibre) devem ser completamente irrisórias do ponto de vista do conteúdo físico da teoria e, portanto, os geradores destas transformações (as funções de vínculo) assumem o valor nulo em qualquer solução física. Em especial, a hamiltoniana pode ser vista como o gerador de transformações da coordenada temporal, que também é arbitrária, levando à Eq. (4).

Vale ressaltar que a Eq. (4) não invalida o problema de valores iniciais, mas meramente o restringe ao vincular as condições iniciais admissíveis. A despeito disso, podemos evoluir tais condições admissíveis ao longo da sequência de hipersuperfícies para encontrar uma solução completa [48]. Deste modo, o vínculo hamiltoniano da Eq. (4) (o fato de a hamiltoniana ser zero em qualquer solução física) não significa que a evolução está “congelada” [16, 17] ou mal definida mas simplesmente que não há uma noção privilegiada de tempo – em princípio, cada observador pode escolher, por exemplo, seu tempo próprio e descrever a evolução dos campos em relação a este tempo.

As condições iniciais admissíveis, que respeitam os vínculos, estão relacionadas a um conjunto de invariantes de calibre conhecidos como observáveis relacionais [1, 3, 4, 9, 16, 17, 60–70]. Este nome se justifica pelo fato de que as condições iniciais devem representar os valores de grandezas que são observáveis em relação à escolha de uma variável temporal em uma dada folheação.

É relevante mencionar que a própria folheação pode ser construída a partir de um campo escalar T (uma função que associa um número – uma

intensidade – a cada ponto do espaço-tempo, sem indicar nenhuma direção ou outra estrutura⁶), de modo que as hipersuperfícies são entendidas como o conjunto de pontos para os quais T tem um certo valor $T = t$. Assim, os valores de T definem os instantes de tempo, e T funciona como um relógio físico ou campo de referência. As condições iniciais admissíveis, neste caso, são entendidas como valores de campos em relação a um outro campo (o relógio T), correspondendo assim a observáveis relacionais. O campo de referência T pode ser um campo de matéria fundamental ou pode ser uma combinação de outros campos da teoria (e.g., um escalar definido a partir de graus de liberdade geométricos).

De forma intuitiva, entende-se que observáveis relacionais são invariantes de calibre porque, quando se fala em valores de campos em relação a outros campos, não é preciso escolher nenhum conjunto de coordenadas no espaço-tempo: estamos tratando somente dos valores dos campos em si. Além disso, apesar de T ser um campo de referência e definir uma folheação, é perfeitamente aceitável discutir os valores dos campos em relação a T em qualquer outra folheação ou qualquer outro referencial.⁷ Matematicamente, é possível mostrar que observáveis relacionais são, de fato, invariantes de calibre por meio da fórmula

$$\mathcal{O}[F|X = s] = \Delta_X \int_M d^4x \delta^{(4)}(X(x) - s) F(x), \quad (5)$$

que foi discutida por DeWitt [63] e que exprime uma integral sobre o espaço-tempo M em coordenadas arbitrárias $x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$. Integra-se um campo⁸ $F(x)$ e uma distribuição delta $\delta^{(4)}(X(x) - s)$ cujo propósito é forçar a avaliação de $F(x)$ nos pontos em que os campos de referência $X(x) = (T(x), X^1(x), X^2(x), X^3(x))$ assumem os valores $s = (t, s^1, s^2, s^3)$. O campo

⁶Diferentemente de um campo vetorial, como o campo elétrico, cujas linhas de fluxo indicam direções no espaço.

⁷Aqui, a situação é análoga à resposta da pergunta “Que horas são quando o relógio marca 15:00 no Rio de Janeiro?”. A resposta sempre será “15:00 horas no Rio de Janeiro,” independentemente de quando e onde os leitores leiam este texto. Da mesma forma, os observáveis relacionais independem da escolha de coordenadas ou referenciais porque já incluem uma informação relacional na sua definição.

⁸Aqui, considera-se um campo escalar por simplicidade, mas a fórmula pode ser adaptada para outros tipos de campo.

T é um relógio físico, enquanto X^1, X^2, X^3 são como réguas, de modo que seus valores s podem ser usados para localizar um ponto no espaço-tempo. Assim, o objeto $\mathcal{O}[F|X = s]$ corresponde ao valor do campo F quando e onde os campos de referência têm os valores s : é um observável relacional. Sua invariância decorre do fato de que a integral na Eq. (5) pode ser escrita em qualquer sistema de coordenadas inicial x – somente os valores s dos campos de referência importam no final.⁹ Por fim, Δ_X é uma normalização¹⁰ que garante que, se $F(x)$ é uma função constante e igual a 1 ($F(x) \equiv 1$), então $\mathcal{O}[F|X = s] = 1$.¹¹

3.2 O problema de valores iniciais na cosmologia

Muitos modelos cosmológicos admitem uma formulação em termos de um problema de valores iniciais bem definido, e isto é de grande relevância para a formulação da cosmologia quântica. As soluções cosmológicas da relatividade geral nos permitem estudar modelos da evolução do Universo. Isto é feito ao se descrever a geometria por meio de graus de liberdade apropriados (e.g., desconsiderando as muitas complexidades de escalas menores e focando nas grandes escalas). Notavelmente, há modelos simples que ainda assim parecem capturar vários aspectos físicos que são observados na cosmologia e astrofísica.

Os modelos de Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker (FLRW), por exemplo, supõem que a geometria do espaço-tempo, ao menos em grandes escalas, pode ser descrita por

⁹Como na nota 7 de rodapé, podemos entender melhor esta construção ao fazer uma analogia entre o sistema inicial de coordenadas x , que é arbitrário, com as coordenadas arbitrárias que os leitores podem adotar para descrever eventos ao redor do mundo (e.g., tomando sua localização arbitrária como origem e fuso horário arbitrário como medida de tempo). De modo semelhante, faz-se uma analogia entre s com a informação relacional “15:00 horas no Rio de Janeiro.” Um observável relacional $\mathcal{O}[F|X = s]$ nesta analogia poderia ser “o preço de uma maçã às 15:00 horas no Rio de Janeiro,” que independe das coordenadas escolhidas pelos leitores.

¹⁰Esta normalização coincide com o chamado determinante de Faddeev–Popov [59].

¹¹Por serem independentes da escolha de coordenadas, os observáveis relacionais são constantes em relação a uma coordenada temporal arbitrária (só dependem do campo de referência). Por isso, eles são por vezes chamados com o nome pitoresco de “constantes de movimento que evoluem” [71].

meio de sequências de hipersuperfícies espaciais que são homogêneas e isotrópicas [1, 46]. Ou seja, o Universo tem as mesmas características em todo ponto e toda direção do espaço, mas pode evoluir ao longo do tempo (ao longo da sequência de hipersuperfícies espaciais). Com isso, podemos definir coordenadas espaciais ao rotular pontos nas hipersuperfícies. Devido à evolução (expansão ou contração) do Universo, a distância física entre objetos não é sempre dada pelas diferenças destas coordenadas arbitrárias. Por exemplo, objetos comóveis, que não estão gravitacionalmente ligados e estão inicialmente em repouso nessas coordenadas espaciais (como galáxias distantes), irão se afastar (expansão) ou se aproximar (contração). Esta mudança na distância física é governada pelo fator de escala, que justamente indica se o Universo está se expandindo ou contraindo.

Como ilustração, convém notar que a Eq. (4) para o caso de uma cosmologia de FLRW com um campo escalar φ como campo de matéria toma a seguinte forma [1]:

$$H = -\frac{\kappa}{2a}p_a^2 + \frac{p_\varphi^2}{2a^3} + a^3V(\varphi) = 0, \quad (6)$$

onde κ é uma constante (relacionada à constante gravitacional de Newton), p_a é o *momentum* associado ao fator de escala a , e p_φ é o *momentum* associado ao campo escalar φ , que tem interações com a e com si próprio por meio do último termo, $a^3V(\varphi)$. Embora este modelo não seja muito realista, ele serve como um modelo básico e ilustrativo da teoria mais geral.

De fato, vemos que a Eq. (6) restringe os possíveis valores iniciais dos campos. Por exemplo, podemos resolver o vínculo para p_a e obter

$$p_a = \pm \sqrt{\frac{p_\varphi^2}{\kappa a^2} + \frac{2a^4}{\kappa}V(\varphi)}. \quad (7)$$

Aqui, os campos somente dependem do tempo devido à homogeneidade suposta pelo modelo, e o valor de qualquer função F destes campos pode ser expresso em termos de um observável relacional como na Eq. (5),

$$\mathcal{O}[F|T = s] = \Delta_T \int dt \delta(T(t) - s)F, \quad (8)$$

mas agora basta integrar sobre uma coordenada temporal arbitrária devido à homogeneidade do

modelo [69]. Por conseguinte, basta um campo de referência, o relógio físico $T(t)$, que também pode ser uma função dos graus de liberdade da teoria [por exemplo, $T(t) \equiv a(t)$].

3.3 O problema do tempo

Chegamos agora ao cerne da questão da construção de uma teoria quântica da cosmologia e gravitação: o significado do estado quântico e sua dinâmica. Na Seção 2, o estado quântico define distribuições de probabilidades para grandezas que são observáveis e, de fato, que são definidas sem ambiguidades. Ou seja, as configurações q na Seção 2, por hipótese, não apresentam nenhuma redundância em sua definição e sua distribuição de probabilidades pode ser prevista a partir da dinâmica da teoria dada pela Eq. (2).

Ao aplicar este formalismo ao caso da relatividade geral, vemos que o espaço de configurações relevante é o conjunto de grandezas que descrevem os campos de matéria e a geometria do espaço-tempo sem ambiguidades ou redundâncias, isto é, os invariantes de calibre (e, em especial, os observáveis relacionais). Com isso, o estado quântico irá fornecer as distribuições de probabilidades destes invariantes. Como caso particular, devido ao princípio de superposição, pode-se considerar a superposição de estados com picos estreitos em invariantes que representam diferentes geometrias e configurações de matéria.

Como na relatividade geral clássica, a gravitação quântica também deve prescindir de escolhas de coordenadas ou referenciais (a menos que a simetria clássica seja quebrada na teoria quântica, o que pode levar a uma física bem diferente). Ou seja, se mantivermos a simetria clássica, a teoria quântica deve ser formulada somente em termos de objetos e conceitos que independem de uma escolha de calibre. Em especial, o estado quântico e a função de onda¹² devem ser invariantes sob transformações de coordenadas. Então, qual é a equação que descreve o estado quântico neste contexto? Podemos começar com a Eq. (2) e notar que a invariância de ψ sob uma transformação da coordenada temporal ($\delta\psi = \delta t \partial\psi/\partial t = 0$ para toda variação δt) nos leva a concluir que

$$\hat{H}\psi = 0, \quad (9)$$

¹²No caso de uma teoria de campos, a função de onda é, na verdade, um funcional.

isto é, o operador hamiltoniano é zero quando atua em estados físicos. Esta é a chamada equação de Wheeler–DeWitt [1, 3, 45, 72], que é a versão quântica da Eq. (4). Ela também rege a cosmologia quântica, pois a teoria quântica de modelos cosmológicos como os de FLRW também apresenta este vínculo hamiltoniano quântico. Por exemplo, pode-se mostrar que uma versão quântica da Eq. (6) é [1]

$$\frac{\kappa\hbar^2}{2a^2} \frac{\partial}{\partial a} \left(a \frac{\partial\psi}{\partial a} \right) - \frac{\hbar^2}{2a^3} \frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2} + a^3 V(\varphi)\psi = 0. \quad (10)$$

Aqui, ψ é uma função do fator de escala a e do campo de matéria φ , mas como a Eq. (10) restringe seus possíveis valores, a função de onda pode ser vista como uma representação de uma distribuição de grandezas invariantes de calibre em vez de configurações arbitrárias de a e φ . As derivadas de ψ com relação a estes campos são escritas em termos dos operadores $\partial/\partial a$ e $\partial/\partial\varphi$.

Ao contrário da Eq. (2), a Eq. (9) não apresenta um parâmetro temporal explícito justamente devido à covariância geral. Isto levanta a questão de como entender a dinâmica quântica na ausência de um tempo absoluto ou preferencial. Este é o chamado problema do tempo [1, 3, 16–18].

Ao longo de décadas, desde que a equação de Wheeler–DeWitt foi proposta [72], muitas possíveis soluções para o problema do tempo foram analisadas, algumas sendo mais conservadoras e bem motivadas e outras mais criativas, especulativas ou limitadas. A seguir, vamos fazer um panorama¹³ de diferentes propostas, muitas das quais são interconectadas.

3.4 Tempus ante quantum

Uma proposta antiga é negar a validade da Eq. (9) e declarar que uma noção de tempo deve ser introduzida na teoria clássica antes de considerarmos a teoria quântica, ou seja, *tempus ante quantum* [16, 17]. A ideia é fixar uma escolha definitiva de tempo e buscar expressar as equações dinâmicas em termos de uma hamiltoniana que não seja vinculada a zero, diferentemente da Eq. (4). O processo de obtenção desta hamiltoniana não nula é por vezes chamado de deparame-trização [1, 16, 17].

¹³Recomendamos as referências [1, 3, 16–18, 69, 70] para mais detalhes e discussões.

Como ilustração, podemos considerar um modelo cosmológico de FLRW. Para uma escolha arbitrária de tempo e a hamiltoniana dada na Eq. (6), a variação de $a(t)$ e $\varphi(t)$ dada pela suas derivadas da/dt e $d\varphi/dt$ é proporcional aos seus *momenta*,

$$\frac{da}{dt} \propto -p_a, \quad \frac{d\varphi}{dt} \propto p_\varphi. \quad (11)$$

Agora, suponhamos que vamos declarar a como nosso campo de referência, definindo assim um tempo relacional. Então, a variação do campo de matéria em relação a a pode ser obtida ao dividir $d\varphi/dt$ por da/dt . Usando as Eqs. (7) e (11), encontramos

$$\frac{d\varphi}{da} \propto -\frac{p_\varphi}{p_a} = \mp \frac{p_\varphi}{\sqrt{\frac{p_\varphi^2}{\kappa a^2} + \frac{2a^4}{\kappa} V(\varphi)}}. \quad (12)$$

Esta equação coincide com aquela que seria obtida para φ se a hamiltoniana não fosse dada pela Eq. (6) mas sim por -1 vezes a Eq. (7). Por vezes, esta hamiltoniana efetiva é chamada de hamiltoniana reduzida, pois dita a dinâmica de um número reduzido de graus de liberdade (neste caso, φ e p_φ) em relação ao campo de referência. Nota-se que a hamiltoniana reduzida não está vinculada a ser zero.

A construção de uma teoria quântica que leve à Eq. (12) no limite clássico é repleta de dificuldades. Ao se interpretar a como tempo definitivo, a distribuição de probabilidades deveria ser $|\psi(a, \varphi)|^2$, e a probabilidade total, obtida ao se integrar $|\psi(a, \varphi)|^2$ para todos os valores de φ , deveria ser 100% para todos os valores de a . Contudo, a construção de um hamiltoniano reduzido como um operador diferencial, que leve à conservação da probabilidade total para todos os valores de a e que corresponda à hamiltoniana reduzida no limite clássico, se torna complicada devido à expressão não trivial da Eq. (7), que inclui uma raiz quadrada com uma dependência no campo de referência. Isto levaria a uma versão da Eq. (2) com o fator de escala atuando como tempo e um operador hamiltoniano matematicamente complicado e dependente do tempo.

Além destas dificuldades, diferentes escolhas de tempo levam a diferentes hamiltonianas reduzidas, e as teorias quânticas correspondentes não são, em geral, equivalentes. Isto poderia levar ao argumento de que apenas uma delas é “a correta,”

isto é, deve haver uma escolha única de tempo definitivo e hamiltoniana reduzida que leve a uma teoria quântica razoável. Porém, além de ir contra o princípio da covariância geral, este argumento falha porque, para modelos realistas, simplesmente não há nenhuma escolha que seja conveniente no sentido de levar a um operador hamiltoniano reduzido que seja bem-definido para todos os valores dos campos.

Em modelos particulares, é possível encontrar hamiltonianas reduzidas suficientemente simples (e.g., sem raízes quadradas) que permitem a construção de uma teoria quântica. É o caso de modelos cosmológicos com fluidos perfeitos [73, 74], que são modelos idealizados de fluidos caracterizados principalmente por sua densidade de energia e pressão e que podem ser utilizados para modelar certos tipos de matéria e radiação na cosmologia. Na presença destes fluidos, é possível realizar certas mudanças de variáveis¹⁴ de modo a obter um vínculo hamiltoniano simples, que favoreça uma escolha de tempo que leve a uma hamiltoniana reduzida razoável. Um caso interessante de fluido perfeito é o da constante cosmológica, que pode ser entendida como uma densidade constante de energia do espaço vazio. Na presença de uma constante cosmológica, é possível substituir o vínculo da Eq. (4) por uma hamiltoniana que não é vinculada a ser zero em todos os pontos, e a teoria resultante é chamada de gravitação unimodular [77–79].¹⁵

Além de fluidos perfeitos, em certos casos, é possível reinterpretar constantes da Natureza [como a constante κ na Eq. (6)] como *momenta* associados a novos graus de liberdade. A deparametrização da teoria com base nestas constantes pode levar a uma hamiltoniana reduzida simples [82, 83]. Embora interessantes, as estratégias de deparametrização via fluidos perfeitos ou constantes da Natureza requerem a presença de graus de liberdade específicos (ad hoc) e restringem a generalidade da teoria [84].

De modo geral, a proposta *tempus ante quantum* não implementa o princípio de covariância geral de modo satisfatório. Na relatividade ge-

¹⁴Estas são transformações canônicas que utilizam o chamado formalismo de Schutz [73–76].

¹⁵Existe também a chamada gravitação unimodular generalizada associada a outros tipos de fluidos perfeitos [80, 81].

ral clássica, não é necessário – nem mesmo possível em muitos casos – escolher um único parâmetro temporal para a descrição de toda a dinâmica e para todas as soluções e modelos. A despeito disto, como foi discutido anteriormente, é possível definir o espaço de fases da teoria e estudar a evolução das condições iniciais admissíveis – para escolhas arbitrárias de tempo e sem a necessidade de se supor que graus de liberdade específicos (como fluidos perfeitos ou constantes específicas) estejam presentes. Assim, devemos considerar propostas que respeitem estas características da teoria clássica, isto é, que sejam condizentes com a covariância geral e prescindam da introdução de graus de liberdade ad hoc. Tais propostas levam à Eq. (9).

3.5 Anomalias

É possível que, mesmo que a Eq. (9) seja válida em alguma forma e não seja preciso construir uma hamiltoniana reduzida específica, a simetria clássica da teoria não esteja mais presente na teoria quântica. Diz-se então que há uma anomalia quântica e que a simetria só surge no limite clássico [59]. No caso da relatividade geral, a anomalia resultaria de efeitos quânticos que alterariam as propriedades dos vínculos ϕ , de modo a “quebrar,” por exemplo, a álgebra de deformações de hypersuperfícies [57, 59]. Ao modificar os vínculos, é possível que anomalias venham a introduzir uma noção nova, possivelmente absoluta ou preferencial, de tempo de uma maneira não trivial e não clássica [85]. Até o momento, não se sabe se a descrição quântica da gravitação contém anomalias. Contudo, é razoável buscar uma definição da teoria que não as contenha, não somente para manter a simetria clássica, sua elegância e significado físico, como também porque teorias anômalas tendem a levar a inconsistências matemáticas [59].

3.6 *Tempus post quantum: observáveis relacionais*

Supondo a validade da Eq. (9) sem anomalias, temos uma teoria quântica da gravitação que respeita a covariância geral e prescinde da especificação de graus de liberdade ad hoc. Contudo, como já mencionado, não há nenhum parâmetro temporal explícito na Eq. (9), e voltamos à questão

de como entender a dinâmica quântica. Algumas referências, sobretudo as mais antigas, declaram que esta teoria é atemporal ou congelada (*tempus nihil est*) [16, 17], embora esta caracterização não seja precisa. Certamente, não há uma coordenada temporal clássica, então a teoria é atemporal neste sentido. Mas isto não significa que toda as noções de dinâmica foram revogadas. De fato, é possível obter noções de tempo diretamente na teoria quântica – *tempus post quantum* [16, 17].

Vale frisar que o conteúdo físico da teoria clássica é aquele obtido pelos invariantes de calibre, que representam os observáveis construídos sem ambiguidades e cuja evolução pode ser prevista. Se não há anomalias e a simetria é preservada, então deve ser possível construir invariantes de calibre na teoria quântica. A própria função de onda pode ser interpretada como representação de uma distribuição de grandezas invariantes de calibre, conforme foi mencionado após a Eq. (10). Desta maneira, em especial, deve ser possível determinar uma dinâmica quântica relacional por meio de operadores que representam observáveis relacionais cujo limite clássico é dado, por exemplo, pelas Eqs. (5) e (8) ou por expressões classicamente equivalentes.

Em pesquisas mais recentes, tornou-se claro que esta linha de raciocínio é razoável por ser conservadora, evitar especulações ou estruturas ad hoc e estar bem alinhada com a teoria clássica (a única diferença conceitual é a presença do *quantum* de ação $\hbar$ e os possíveis efeitos quânticos associados). Já existem diversas propostas para a construção de observáveis relacionais quânticos (veja, por exemplo, [65, 66, 69, 86–95]), e elas nos levam a uma teoria quântica na qual a dinâmica é entendida com base em campos de referência como na teoria clássica. Contudo, os campos de referência são agora descritos por meio de probabilidades quânticas, e a dinâmica de outros campos em relação aos de referência pode ser entendida por meio do uso de probabilidades condicionais. As condições são os valores dos campos de referência, os relógios e régua físicos [69, 90–93, 95]. Estas probabilidades condicionais são centrais ao chamado formalismo de Page–Wootters, onde se condiciona a função de onda de todo o sistema (e.g., o Universo quântico) no valor de um campo relógio, que funciona como um tempo interno ao sistema em vez

de um tempo absoluto externo [96–98]. A dinâmica de observáveis relacionais quânticos pode ser vista como uma generalização deste formalismo de Page–Wootters [91–93, 95].

Embora a construção rigorosa de observáveis relacionais quânticos ainda seja um tópico de pesquisa ativo e que apresenta uma série de detalhes técnicos avançados e fora do escopo deste artigo, podemos aqui fazer uma simples ilustração de como obter uma dinâmica relacional das soluções da Eq. (9) por meio de um exemplo cosmológico. Retornando ao caso da Eq. (10) e supondo, por simplicidade, que $V(\varphi) \equiv 0$, podemos buscar uma solução relacional para $\psi(a, \varphi)$. Supondo que sabemos que a distribuição de probabilidades do campo de matéria está associada a uma certa função de onda $\xi(\varphi)$ quando o fator de escala é igual a $a = s > 0$ (ou seja, de modo mais informal, quando o Universo tem um certo tamanho relativo ao seu tamanho atual), então a solução para a Eq. (10) é¹⁶

$$\psi(a, \varphi; s) = \xi \left(\frac{\log a/s}{\sqrt{\kappa}} + \varphi \right), \quad (13)$$

já que, para cada valor fixo de s , esta função satisfaz $\hat{H}\psi = 0$ com $V(\varphi) \equiv 0$ e com a condição inicial desejada (veja [99] para uma discussão geral a respeito da construção de funções de onda invariantes). Nota-se que, apesar de satisfazer o vínculo, sendo assim invariante, ψ apresenta uma dinâmica relacional: se variarmos os valores de a , a distribuição correspondente irá mudar e só coincidirá com aquela associada à condição inicial $\xi(\varphi)$ se $a = s$. Com isso, o vínculo dado na Eq. (9) não proíbe nem congela a dinâmica e a teoria não é atemporal, mas sim relacional. Em princípio, outras condições iniciais e outros campos de referência (e.g., φ em vez de a) também são possíveis.

3.7 Decoerência, o tempo clássico e a seta do tempo

Se aplicarmos esta teoria ao Universo como um todo, supondo a validade da teoria quântica em escalas arbitrárias, chegamos então à conclusão de que todos os graus de liberdade do Universo (incluindo os leitores) são fundamentalmente quânticos e evoluem de forma relacional de

acordo com o princípio da covariância geral. Porém, em escalas macroscópicas, nós observamos um espaço-tempo clássico descrito pela relatividade geral com uma geometria, estrutura causal e noções de tempo clássicas, já que $\hbar$ e efeitos quânticos como superposição e interferência se tornam irrelevantes nestas escalas. Como podemos recuperar este mundo a partir dessa teoria quântica da cosmologia e gravitação? Conforme foi discutido na Seção 2.3, devemos considerar o fenômeno da decoerência.

No contexto da cosmologia quântica, contudo, não podemos descrever a decoerência como um processo em relação a um tempo clássico, absoluto e externo, porque a função de onda do Universo só depende de tempos internos. Além disso, não podemos mais considerar que o sistema interage com o ambiente no qual está inserido, já que não há ambiente além do Universo. Porém, conforme vimos na discussão da Eq. (13), variações da função de onda com relação a certos campos de referência (isto é, variações de ψ no espaço de configurações dos graus de liberdade) levam a uma dinâmica quântica relacional. Assim, é possível que a decoerência ocorra em relação a certas direções no espaço de configurações [100–103].¹⁷

Além disso, os graus de liberdade do ambiente podem ser definidos como campos irrelevantes ou inacessíveis a observações macroscópicas devido a limitações experimentais, como, por exemplo, ondas gravitacionais fracas ou pequenas perturbações nos campos de matéria e radiação [103]. Deste modo, separa-se o Universo em graus de liberdade ambientais e graus de liberdade relevantes. Ao se analisar a evolução relacional destes graus de liberdade à medida que ψ varia no espaço de configurações, é possível que ocorra decoerência devido à interação entre os graus relevantes e ambientais.

Concretamente, existem modelos cosmológicos em que esta decoerência ocorre em relação ao fator de escala a do Universo [101–103, 106]. Para valores pequenos de a , o sistema é quântico, su-

¹⁶Na Eq. (13), $\log$ designa o logaritmo natural.

¹⁷Também é possível, embora mais especulativo, considerar uma teoria em que Universos quânticos são criados e aniquilados de modo análogo a partículas na teoria quântica de campos, ou seja, pode-se considerar um campo de Universos. A noção de tempo ainda poderia ser relacional e calcada em direções no espaço de configurações. Por razões históricas, esta abordagem recebe o nome de terceira quantização [104, 105].

jeito aos fenômenos de interferência e superposição de estados quânticos da geometria e matéria. Contudo, para valores maiores de a , a decoerência ocorre e as probabilidades quânticas nos levam à descrição de uma distribuição de alternativas clássicas mutuamente excludentes. Cada alternativa corresponde a um Universo clássico em expansão com uma estrutura causal e noções de tempo clássicas.¹⁸ Embora o surgimento de tal Universo macroscópico a partir de um estado quântico ainda seja um tópico de pesquisa em desenvolvimento, os modelos já analisados [101–103, 106, 107] mostram que este tipo de decoerência relacional pode ser viável, explicando assim o surgimento da nossa noção clássica de tempo a partir de soluções da Eq. (9).

A própria “seta do tempo” pode vir a ser explicada pela cosmologia quântica [106, 108, 109]. Esta “seta” diz respeito à aparente irreversibilidade de uma série de fenômenos físicos (grosso modo, à diferença entre o passado e o futuro), e está relacionada à segunda lei da termodinâmica: a entropia¹⁹ de um sistema termodinâmico isolado tende a aumentar [23]. Com isso, coloca-se a hipótese do passado: o Universo “começou” em um estado de baixa entropia [110]. Ocorre que o fenômeno da decoerência introduz uma seta do tempo, porque uma vez que os graus de liberdade relevantes se tornam emaranhados com os graus do ambiente, tomados como inacessíveis, a supressão de termos de interferência e o surgimento de alternativas clássicas mutuamente excludentes é efetivamente irreversível.²⁰

Portanto, podemos considerar uma função de onda do Universo que é separável (não há correlações quânticas – conforme a Seção 2.3) em regiões do espaço de configurações em que o fator de escala a é muito pequeno. Devido à Eq. (9), que, em geral, introduz um emaranhamento entre os campos, esta solução deixa de ser separável (o

emaranhamento cresce) em regiões do espaço de configuração nas quais o fator de escala é considerável. Esta situação corresponderia a um crescimento da entropia de emaranhamento do Universo quântico, introduzindo uma seta do tempo relacional. Com a decoerência relacional, para fatores de escala maiores, surgem então Universos clássicos associados às alternativas mutuamente excludentes, e a seta do tempo termodinâmica observada nestes Universos poderia, então, descender desta seta da cosmologia quântica [108, 109].

Ademais, na região de pequenos fatores de escala, os termos de interferência não poderiam ser ignorados. O Universo primordial não seria, assim, descrito pela singularidade clássica do *big bang* [46], mas sim por um regime quântico em que diversos estados de geometria e matéria interferem entre si. Em vários modelos [111], este regime pode vir a remover a singularidade clássica. Vale frisar que estas perspectivas acerca da seta do tempo e do Universo primordial ainda não foram corroboradas, mas mostram que a cosmologia quântica pode vir a explicar aspectos marcantes do nosso Universo em expansão bem como sua origem quântica.

3.8 Tempo térmico e hamiltoniano modular

Conforme descrito na Seção 2.3, já que os detalhes das correlações quânticas entre os graus de liberdade q_s um sistema e os graus q_a do ambiente são descartados, soma-se ou integra-se sobre todos os valores possíveis de q_a na distribuição conjunta $|\psi(q_s, q_a)|^2$. O resultado é uma distribuição de probabilidades marginal que, de forma mais geral, pode ser obtida de um operador $\hat{\rho}$, chamado de operador de densidade ou, de forma menos precisa, matriz de densidade [28]. O nome é justificado porque este operador pode ser usado para definir a distribuição de probabilidades para as configurações do sistema.

Se não há correlações quânticas, então a função de onda do Universo é separável, e o operador $\hat{\rho}$ correspondente é simplesmente um projetor sobre a função de onda do sistema. Em casos mais gerais, contudo, a presença de correlações leva a um $\hat{\rho}$ que não corresponde a somente uma função de onda, e dizemos que ele descreve um estado quântico misto [28]. Seja como for, misto ou não,

¹⁸Estes tempos clássicos recebem o nome de tempos de Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) no jargão técnico [102].

¹⁹A entropia termodinâmica pode ser entendida como uma medida de quantas configurações microscópicas levam a um mesmo estado macroscópico [23]. De forma um pouco mais coloquial, pode-se entender o conceito de entropia como uma quantificação de possibilidades que são compatíveis com o que se sabe sobre um sistema.

²⁰Contudo, o fenômeno da decoerência não é fundamentalmente irreversível. A irreversibilidade é efetiva e calçada na inacessibilidade dos graus ambientais.

$\hat{\rho}$ pode ser tomado como uma representação geral do estado quântico do sistema (assim, passamos de uma representação baseada em funções de onda para uma representação baseada em operadores). Este operador é de grande relevância para o cálculo da entropia de emaranhamento e o processo de decoerência discutido, por exemplo, na Seção 3.7, levando ao surgimento de Universos e tempos clássicos.

De forma mais geral, dado um estado quântico para o sistema, pode-se definir um operador chamado de hamiltoniano modular, que é escrito como $\hat{K}$ [112–114]. Concretamente, se for possível representar o estado quântico por um operador $\hat{\rho}$ bem definido que tenha um operador logaritmo $\log \rho$ também bem definido, o hamiltoniano modular está relacionado com $\log \rho$. Esta definição nos permite escrever $\hat{\rho}$ como um estado térmico semelhante às distribuições que se estudam na física estatística [112–114]. O formalismo mais geral e formal por trás da definição do hamiltoniano modular, que não necessariamente coincide com o hamiltoniano $\hat{H}$ nas Eqs. (2) e (9), é dado pela chamada teoria de Tomita–Takesaki [114].

De posse de um novo operador, o hamiltoniano modular, podemos definir uma evolução a partir dele nos moldes da Eq. (2). Em princípio, esta evolução pode ser definida mesmo em situações nas quais não exista um tempo externo e absoluto, precisamente como no caso da Eq. (9). A variável temporal associada a essa evolução a partir de $\hat{K}$ é chamada de tempo térmico, uma noção de tempo proposta por Connes e Rovelli [113] que depende do estado quântico do sistema e pode ser relacionada com a entropia de emaranhamento. Por isso, a evolução no tempo térmico também pode estar conectada à dinâmica relacional e ao surgimento dos tempos clássicos descritos na Seção 3.7.

3.9 Fronteiras e holografia

A discussão até aqui pressupôs que o espaço-tempo como um todo não tem uma “fronteira,” que aqui pode ser entendida como uma região (que pode ser infinitamente distante) na qual trajetórias físicas terminam ou à qual elas tendem. Lá, os campos físicos apresentam um determinado comportamento limite ou assintótico, de modo que valores diferentes dos campos corres-

pondem a condições diferentes para as soluções da teoria. Com isso, tipos de transformações que são redundâncias, que não mudam a física, no “interior” do espaço-tempo podem levar a efeitos físicos quando aplicadas de forma não trivial na fronteira. Portanto, os vínculos presentes no interior podem vir a ser acompanhados por grandezas não nulas na fronteira. No caso da relatividade geral, os vínculos que levam à Eq. (4) no interior do espaço-tempo passam a ser acompanhados por contribuições de fronteira não nulas e que representam grandezas conservadas associadas a simetrias assintóticas (veja, por exemplo, [115–120]).

Em certos casos, é possível então construir uma hamiltoniana não nula na fronteira do espaço-tempo. Na teoria quântica correspondente, teríamos um operador hamiltoniano de fronteira que poderia levar a uma dinâmica física e não trivial que conservaria a probabilidade total ao evoluir os estados quânticos na fronteira [121–124]. Esta ideia pode ter aplicações relevantes para o problema da evolução de buracos negros quânticos [124], e pode estar conectada de forma mais geral a noções de holografia.

As abordagens holográficas da gravitação quântica têm uma longa história, e uma motivação-chave é a termodinâmica de buracos negros e as teorias quânticas correspondentes [125–127]. Os buracos negros são soluções da relatividade geral clássica [46] que apresentam ao menos um horizonte de eventos, uma hipersuperfície pela qual se pode passar em um sentido mas não no oposto. Por isso, qualquer informação contida no interior do horizonte não pode ser recuperada por observadores no exterior, ao menos de modo clássico. A análise de efeitos quânticos neste cenário motivou formalismos holográficos, nos quais a física do interior de uma região do espaço-tempo (que pode incluir buracos negros) pode ser descrita por meio de uma teoria dual definida na fronteira desta região [125–127]. A conservação da probabilidade total na teoria dual implicaria que nenhuma informação pode ser perdida de modo definitivo, nem mesmo a que adentrou o horizonte de eventos de um buraco negro. A teoria dual é outra teoria de campos que, em geral, não inclui um campo gravitacional dinâmico ou quântico.

Um exemplo célebre é a conjectura de Maldacena acerca da correspondência AdS/CFT [128–

[130]: uma relação entre uma teoria gravitacional em um espaço-tempo assintoticamente anti-de Sitter (um tipo de fronteira assintótica; AdS é uma sigla para anti-de Sitter) e uma teoria conforme de campos,²¹ assim chamada por apresentar um determinado tipo de simetrias.

Em pesquisas recentes, abordagens holográficas têm buscado construir soluções da Eq. (9) por meio de teorias duais. Concretamente, busca-se uma equivalência do tipo

$$\psi_{\text{grav}} \sim Z_{\text{dual}}, \quad (14)$$

onde a função de onda ψ_{grav} de um sistema gravitacional, que é uma solução da Eq. (9), estaria relacionada (por meio de alguma aproximação indicada pelo sinal $\sim$) à estatística quântica de um sistema sem um campo gravitacional quântico, que é representada pela função Z_{dual} . Esta teoria dual é frequentemente uma versão “deformada” de uma teoria conforme de campos na qual suas simetrias são modificadas ou quebradas [131–134].

Esta descrição é interessante porque ela sugere a possibilidade de que a gravitação (clássica e quântica) seja equivalente a (ou emergente de) uma teoria dual que é mais bem entendida ou tratável. Com isso, novas perspectivas a respeito do problema do tempo também podem surgir: além da possibilidade do operador hamiltoniano de fronteira ser não nulo e gerar uma evolução bem definida a despeito dos vínculos da teoria, as próprias noções de tempo e da covariância geral podem surgir a partir de propriedades possivelmente mais fundamentais da teoria dual, que também pode estar relacionada a uma teoria de cordas [129].

3.10 Interpretações da teoria quântica

Até aqui, a discussão se baseou somente na descrição probabilística da gravitação e cosmologia na presença do *quantum* de ação $\hbar$, mas nada foi suposto acerca do significado e caráter físico de ψ . Em especial, a função de onda do Universo está relacionada a uma distribuição de probabilidades de grandezas invariantes de calibre, e nós vimos, por exemplo, após a Eq. (13), que ψ pode ser interpretada de modo relacional, definindo a distribuição de probabilidades condicionais de se observar certos valores de campos em relação a

outros campos de referência. Contudo, conforme foi mencionado na Seção 2.3, a teoria quântica sofre do problema da medição. No contexto da cosmologia, este problema é certamente relevante: o que é a função de onda do Universo? Uma reflexão do nosso conhecimento ou um ente físico verdadeiro?

As muitas interpretações da teoria quântica também podem ser aplicadas à cosmologia e gravitação quânticas, e cada uma pode oferecer uma perspectiva diferente acerca do problema do tempo. Aqui, vamos brevemente comentar a respeito de duas abordagens muito utilizadas: a interpretação de Everett e a formulação de acordo com de Broglie–Bohm.

A interpretação de Everett [109, 135–138], também conhecida como a interpretação de muitos mundos, considera que o estado quântico é um ente físico real e, portanto, todas as alternativas mutuamente excludentes que resultam do processo físico de decoerência (conforme vimos nas Seções 2.3 e 3.7) são igualmente reais e constituem, assim, os muitos mundos. Nota-se que, devido à supressão dos termos de interferência, os mundos não interferem entre si. O processo de decoerência relacional descrito na Seção 3.7, que leva ao surgimento de Universos clássicos em expansão e de suas estruturas causais clássicas a partir de um estado quântico Universal, não está necessariamente atrelado à interpretação de Everett, mas se encaixa perfeitamente nesta visão de Universo. Desta forma, a cosmologia quântica à la Everett vê o Universo, em última instância, como um estado quântico que satisfaz a Eq. (9). Esta é a realidade fundamental de acordo com esta perspectiva, e nosso mundo clássico e macroscópico é simplesmente uma aproximação de uma realidade mais profunda, relacional e desprovida de um tempo clássico e absoluto.

Na perspectiva à la de Broglie–Bohm [40, 139], o papel da função de onda do Universo pode ser visto como algo similar a uma lei da física [140]: ψ é um ente real (que existe independentemente de nosso conhecimento) mas não necessariamente físico como os campos (diferentemente da visão de Everett, na qual os campos também hão de ser derivados do estado quântico, que é o ente físico fundamental). Na visão de ondas-piloto, a função de onda guia a evolução dos campos, servindo como uma espécie de equação (lei de evo-

²¹Em inglês, *conformal field theory* (CFT).

lução) quântica – a variação de um campo Φ no tempo é dada por sua derivada temporal $d\Phi/dt$ que é proporcional, nesta perspectiva, à variação de uma parte do número complexo ψ (tipicamente sua fase) no espaço de configurações. Da mesma forma que o problema clássico de valores iniciais não é invalidado pela Eq. (4) (conforme a Seção 3.1), o problema quântico de valores iniciais à la de Broglie–Bohm também está bem posto a despeito da Eq. (9): ambos se referem a grandezas invariantes de calibre de acordo com as equações dinâmicas clássicas ou quânticas. Deste modo, a interpretação de ondas-piloto nos permite definir trajetórias quânticas – soluções para os campos – para qualquer escolha bem definida de variável temporal. Além disso, em vez dos muitos mundos de Everett, somente uma das soluções para os campos (uma das trajetórias) representa a realidade física.

4 Conclusões

A teoria quântica e a relatividade geral são extremamente bem-sucedidas do ponto de vista experimental, mas apresentam domínios de validade diferentes. Enquanto a relatividade descreve bem a dinâmica gravitacional em escalas macroscópicas, a teoria quântica descreve de forma muito precisa a dinâmica das escalas microscópicas, de átomos, moléculas, núcleos e partículas elementares bem como suas interações fundamentais.

Contudo, como ainda não sabemos qual é o limite real de aplicabilidade da teoria quântica, é possível que o princípio de superposição se aplique a todas as escalas, incluindo as macroscópicas. Desta forma, todo o Universo poderia ser descrito por um estado quântico emaranhado, que definiria a distribuição de probabilidades dos campos no Universo, tanto o campo gravitacional que corresponde à geometria quanto os campos que descrevem a matéria (como partículas em certas aproximações). O surgimento do nosso Universo clássico em escalas macroscópicas seria descrito por meio de uma aproximação e do processo de decoerência. Este é o âmbito da cosmologia quântica.

Já que a gravitação é a interação mais relevante nos modelos cosmológicos, uma teoria quântica universal deve incluir uma descrição quântica da gravidade. Mesmo em escalas microscópicas, esta

descrição é de grande interesse, já que devemos compreender como as partículas elementares interagem gravitacionalmente e, de modo geral, como as duas teorias – relatividade e quântica – se encaixam para descrever a realidade.

A descrição quântica da gravidade e da cosmologia sofre com o problema do tempo: como podemos descrever a dinâmica das probabilidades dos campos se não há um tempo absoluto e clássico, isto é, se todos os graus de liberdade são quânticos e probabilísticos? Vimos que esta é uma área de pesquisa ativa e que várias soluções já foram e estão sendo consideradas. As mais promissoras levam a sério as simetrias da relatividade, o princípio da covariância geral e o fato de que, mesmo na teoria clássica, a dinâmica deve ser descrita de forma relacional. Com isso, a evolução é entendida com base na relação dos campos entre si e sem uma estrutura ad hoc ou absoluta por trás. Na teoria quântica, esta noção relacional de dinâmica pode ser concretizada, por exemplo, por meio de probabilidades condicionais, grandezas invariantes de calibre, além de ideias sofisticadas relacionadas à holografia, hamiltonianos modulares e as interpretações do significado da teoria quântica.

Atualmente, a pesquisa acerca destas questões está avançando e pode levar a uma descrição precisa não somente da interação gravitacional entre partículas elementares, mas também do Universo quântico primordial (substituindo, por exemplo, a singularidade clássica do *big bang* por uma descrição quântica) e de sua evolução, com o surgimento da estrutura causal e do espaço-tempo clássicos em grandes escalas. É possível que tal teoria quântica da gravitação e cosmologia possa vir a ser corroborada ou refutada por meio de observações cosmológicas e astrofísicas, como, por exemplo, no estudo da radiação cósmica de fundo ou da formação de estruturas e da distribuição de galáxias no Universo [9]. De todo modo, tanto em caso de validação quanto de contestação experimental, este é um estudo que nos levaria a um entendimento mais profundo a respeito da física fundamental do nosso Universo.

Sobre o autor

Leonardo Chataignier (lchataig@cbpf.br) é

Pesquisador Adjunto do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e Doutor em Física (2021) pela Universität zu Köln. Sua pesquisa atual foca em abordagens canônicas à gravitação quântica e sua aplicação à cosmologia.

Referências

- [1] C. Kiefer, *Quantum Gravity*, International Series of Monographs on Physics (Oxford University Press, 2025), 4a ed.
- [2] D. Oriti, *Approaches to quantum gravity: Toward a new understanding of space, time and matter* (Cambridge University Press, 2009).
- [3] C. Rovelli, *Quantum gravity*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, 2004).
- [4] C. Rovelli e F. Vidotto, *Covariant Loop Quantum Gravity: An Elementary Introduction to Quantum Gravity and Spin-foam Theory*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, 2014).
- [5] S. Bose et al., *Spin Entanglement Witness for Quantum Gravity*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 240401 (2017).
- [6] D. Carney, P. C. E. Stamp e J. M. Taylor, *Tabletop experiments for quantum gravity: a user's manual*, *Class. Quant. Grav.* **36**, 034001 (2019).
- [7] G. Calcagni, *Observational effects from quantum cosmology*, *Annalen Phys.* **525**, 323 (2013), [Erratum: *Annalen Phys.* 525, A165 (2013)].
- [8] A. Addazi et al., *Quantum gravity phenomenology at the dawn of the multimessenger era—A review*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **125**, 103948 (2022).
- [9] L. Chataignier, C. Kiefer e P. Moniz, *Observations in quantum cosmology*, *Class. Quant. Grav.* **40**, 223001 (2023).
- [10] P. C. M. Delgado, *Introdução à Cosmologia Quântica*, *Cadernos de Astronomia* **4**, 99 (2023).
- [11] C. Kiefer e B. Sandhoefer, *Quantum cosmology*, *Z. Naturforsch. A* **77**, 543 (2022).
- [12] M. Bojowald, *Loop quantum cosmology*, *Living Rev. Rel.* **11**, 4 (2008).
- [13] M. Bojowald, *Quantum Cosmology*, vol. 835 de *Lecture Notes in Physics* (Springer, 2011).
- [14] I. Agullo e P. Singh, *Loop quantum cosmology.*, in *Loop Quantum Gravity: The First 30 Years*, editado por A. Ashtekar e J. Pullin (World Scientific, 2017), 183–240.
- [15] M. Bojowald, *Cosmic Tangle: Loop Quantum Cosmology and CMB Anomalies*, *Universe* **7**, 186 (2021).
- [16] C. J. Isham, *Canonical quantum gravity and the problem of time*, *NATO Sci. Ser. C* **409**, 157 (1993).
- [17] K. V. Kuchar, *Time and interpretations of quantum gravity*, *Int. J. Mod. Phys. D* **20**, 3 (2011).
- [18] E. Anderson, *The Problem of Time. Quantum Mechanics Versus General Relativity*, vol. 190 de *Fundamental Theories of Physics* (Springer, 2017).
- [19] L. D. Landau e E. M. Lifschits, *Mechanics*, vol. 1 de *Course of Theoretical Physics* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1976), 3a ed.
- [20] L. D. Landau e E. M. Lifschits, *The Classical Theory of Fields*, vol. 2 de *Course of Theoretical Physics* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1975), 4a ed.
- [21] J. V. José e E. J. Saletan, *Classical Dynamics: A Contemporary Approach* (Cambridge University Press, 1998).
- [22] J. D. Norton, *The Dome: An Unexpectedly Simple Failure of Determinism*, *Philosophy of Science* **75**, 786–798 (2008).

- [23] L. D. Landau e E. M. Lifshitz, *Statistical Physics, Part 1*, vol. 5 de *Course of Theoretical Physics* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1980), 3a ed.
- [24] S. H. Strogatz, *Nonlinear Dynamics and Chaos* (CRC Press, 2015), 2a ed.
- [25] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, *Zeitschrift für Physik* **43**, 172–198 (1927).
- [26] P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics* (Oxford University Press, 1930), 1a ed.
- [27] Cohen-Tannoudji, C. e Diu, B. e Laloë, F., *Quantum Mechanics*, vol. 1 (Wiley-VCH, 2020), 2a ed.
- [28] A. Peres, *Quantum Theory: Concepts and Methods*, *Fundamental Theories of Physics* (Kluwer Academic Publishers, 2002).
- [29] R. N. Bracewell, *The Fourier Transform and Its Applications* (McGraw-Hill Higher Education, 2000), 3a ed.
- [30] L. de Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, *Annales de Physique* (10e série) **3**, 22 (1925).
- [31] E. Schrödinger, *Quantisierung als Eigenwertproblem. Erste Mitteilung*, *Annalen der Physik* **384**, 361 (1926).
- [32] E. Schrödinger, *Quantisierung als Eigenwertproblem. Zweite Mitteilung*, *Annalen der Physik* **384**, 489 (1926).
- [33] R. P. Feynman, R. B. Leighton e M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics, Volume III: Quantum Mechanics* (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1965).
- [34] H.-D. Zeh, *On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory*, *Foundations of Physics* **1**, 69 (1970).
- [35] W. H. Zurek, *Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse?*, *Physical Review D* **24**, 1516 (1981).
- [36] W. H. Zurek, *Environment-Induced Superselection Rules*, *Physical Review D* **26**, 1862 (1982).
- [37] W. H. Zurek, *Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical*, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 715 (2003).
- [38] M. A. Schlosshauer, *Decoherence and the Quantum-To-Classical Transition* (Springer, 2007).
- [39] E. Joos et al., *Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Springer, 2003), 2a ed.
- [40] N. Pinto-Neto, *Teorias e Interpretações da Mecânica Quântica* (Editora Livraria da Física, 2010).
- [41] J. M. Bernardo e A. F. M. Smith, *Bayesian Theory*, *Wiley Series in Probability and Statistics* (Wiley, 2000).
- [42] E. Jaynes, *Probability Theory: The Logic of Science* (Cambridge University Press, 2003).
- [43] C. A. Fuchs, N. D. Mermin e R. Schack, *An Introduction to QBism with an Application to the Locality of Quantum Mechanics*, *Am. J. Phys.* **82**, 749 (2014).
- [44] A. Einstein, *Relativity – The Special & The General Theory* (Princeton University Press, 2019), Especial de 100 Anos ed.
- [45] C. Misner, K. S. Thorne e J. A. Wheeler, *Gravitation* (Princeton University Press, 1973).
- [46] R. M. Wald, *General Relativity* (University of Chicago Press, 1984).
- [47] R. L. Arnowitt, S. Deser e C. W. Misner, *The Dynamics of general relativity*, *Gen. Rel. Grav.* **40**, 1997 (2008).
- [48] E.ourgoulhon, *3+1 formalism and bases of numerical relativity* (2007). [ArXiv:gr-qc/0703035](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0703035).
- [49] A. Anderson e J. W. York, Jr., *Fixing Einstein's equations*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4384 (1999).

- [50] J. W. York, Jr., *Conformal ‘thin sandwich’ data for the initial-value problem*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1350 (1999).
- [51] P. A. M. Dirac, *Generalized Hamiltonian dynamics*, *Can. J. Math.* **2**, 129 (1950).
- [52] C. W. Misner, *Feynman quantization of general relativity*, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 497 (1957).
- [53] P. A. M. Dirac, *Generalized Hamiltonian dynamics*, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **246**, 326 (1958).
- [54] P. A. M. Dirac, *The Theory of gravitation in Hamiltonian form*, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **246**, 333 (1958).
- [55] P. A. M. Dirac, *Lectures on Quantum Mechanics* (Dover Publications, 2001).
- [56] S. A. Hojman, K. Kuchař e C. Teitelboim, *Geometrodynamics Regained*, *Annals Phys.* **96**, 88 (1976).
- [57] M. Bojowald, E. I. Duque e A. Shah, *Hypersurface deformations: Off-shell properties on phase space*, *Phys. Rev. D* **111**(12), 124048 (2025).
- [58] J. M. Pons, D. C. Salisbury e L. C. Shepley, *Gauge transformations in the Lagrangian and Hamiltonian formalisms of generally covariant theories*, *Phys. Rev. D* **55**, 658 (1997).
- [59] M. Henneaux e C. Teitelboim, *Quantization of gauge systems* (Princeton University Press, 1992).
- [60] A. Komar, *Construction of a Complete Set of Independent Observables in the General Theory of Relativity*, *Phys. Rev.* **111**, 1182 (1958).
- [61] P. G. Bergmann, *Observables in General Relativity*, *Rev. Mod. Phys.* **33**, 510 (1961).
- [62] P. G. Bergmann, *‘Gauge-Invariant’ Variables in General Relativity*, *Phys. Rev.* **124**, 274 (1961).
- [63] B. DeWitt, *The quantization of geometry*, in *Gravitation: An Introduction to Current Research*, editado por L. Witten (Wiley, New York, 1962), 227–265.
- [64] L. Lusanna, *The objectivity of spacetime: Dirac observables and gauge variables for the gravitational field*, *AIP Conf. Proc.* **841**, 330 (2006).
- [65] B. Dittrich, *Partial and complete observables for canonical general relativity*, *Class. Quant. Grav.* **23**, 6155 (2006).
- [66] B. Dittrich, *Partial and complete observables for Hamiltonian constrained systems*, *Gen. Rel. Grav.* **39**, 1891 (2007).
- [67] J. Tambornino, *Relational Observables in Gravity: a Review*, *SIGMA* **8**, 017 (2012).
- [68] L. Lusanna, *Non-Inertial Frames and Dirac Observables in Relativity* (Cambridge University Press, 2019).
- [69] L. Chataignier, *Timeless Quantum Mechanics and the Early Universe*, Springer Theses (Springer, 2022).
- [70] C. Goeller, P. A. Hoehn e J. Kirklin, *Diffeomorphism-invariant observables and dynamical frames in gravity: reconciling bulk locality with general covariance* (2022). [ArXiv:2206.01193](https://arxiv.org/abs/2206.01193).
- [71] C. Rovelli, *Quantum evolving constants: Reply to comment on ‘Time in quantum gravity: An Hypothesis.’*, *Phys. Rev. D* **44**, 1339 (1991).
- [72] B. S. DeWitt, *Quantum Theory of Gravity. 1. The Canonical Theory*, *Phys. Rev.* **160**, 1113 (1967).
- [73] B. F. Schutz, *Perfect Fluids in General Relativity: Velocity Potentials and a Variational Principle*, *Phys. Rev. D* **2**, 2762 (1970).
- [74] B. F. Schutz, *Hamiltonian Theory of a Relativistic Perfect Fluid*, *Phys. Rev. D* **4**, 3559 (1971).
- [75] F. G. Alvarenga et al., *Troubles with quantum anisotropic cosmological models: Loss of unitarity*, *Gen. Rel. Grav.* **35**, 1659 (2003).

- [76] P. A. P. Molinari et al., *Radiation-dominated bouncing model with slow contraction and inflation*, [*Phys. Rev. D* **109**\(4\), 043531 \(2024\)](#).
- [77] A. Einstein, *Spielen Gravitationsfelder im Aufbau der materiellen Elementarteilchen eine wesentliche Rolle?*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1919**, 349 (1919).
- [78] M. Henneaux e C. Teitelboim, *The Cosmological Constant as a Canonical Variable*, [*Phys. Lett. B* **143**, 415 \(1984\)](#).
- [79] W. G. Unruh, *A Unimodular Theory of Canonical Quantum Gravity*, [*Phys. Rev. D* **40**, 1048 \(1989\)](#).
- [80] A. O. Barvinsky e A. Y. Kamenshchik, *Darkness without dark matter and energy – generalized unimodular gravity*, [*Phys. Lett. B* **774**, 59 \(2017\)](#).
- [81] A. O. Barvinsky et al., *Dynamics of the generalized unimodular gravity theory*, [*Phys. Rev. D* **100**, 023542 \(2019\)](#).
- [82] J. Magueijo, *Cosmological time and the constants of nature*, [*Phys. Lett. B* **820**, 136487 \(2021\)](#).
- [83] S. Gryb e K. P. Y. Thébault, *Time Regained: Symmetry and Evolution in Classical Mechanics* (Oxford University Press, 2024).
- [84] R. Casadio et al., *Relaxation of first-class constraints and the quantization of gauge theories: From “matter without matter” to the reappearance of time in quantum gravity*, [*Annals Phys.* **470**, 169783 \(2024\)](#).
- [85] M. S. Klinger e R. G. Leigh, *The Problem of Time and its Quantum Resolution* (2025). [ArXiv:2504.00152](#).
- [86] D. Marolf, *Quantum observables and recollapsing dynamics*, [*Class. Quant. Grav.* **12**, 1199 \(1995\)](#).
- [87] D. Marolf, *Observables and a Hilbert space for Bianchi IX*, [*Class. Quant. Grav.* **12**, 1441 \(1995\)](#).
- [88] S. B. Giddings, D. Marolf e J. B. Hartle, *Observables in effective gravity*, [*Phys. Rev. D* **74**, 064018 \(2006\)](#).
- [89] D. Marolf, *Solving the Problem of Time in Mini-superspace: Measurement of Dirac Observables*, [*Phys. Rev. D* **79**, 084016 \(2009\)](#).
- [90] L. Chataignier, *Construction of quantum Dirac observables and the emergence of WKB time*, [*Phys. Rev. D* **101**, 086001 \(2020\)](#).
- [91] P. A. Hoehn, A. R. H. Smith e M. P. E. Lock, *Trinity of relational quantum dynamics*, [*Phys. Rev. D* **104**\(6\), 066001 \(2021\)](#).
- [92] L. Chataignier, *Relational observables, reference frames, and conditional probabilities*, [*Phys. Rev. D* **103**, 026013 \(2021\)](#).
- [93] P. A. Hoehn, A. R. H. Smith e M. P. E. Lock, *Equivalence of Approaches to Relational Quantum Dynamics in Relativistic Settings*, [*Front. in Phys.* **9**, 181 \(2021\)](#).
- [94] A. Baldazzi, K. Falls e R. Ferrero, *Relational observables in asymptotically safe gravity*, [*Annals Phys.* **440**, 168822 \(2022\)](#).
- [95] L. Chataignier et al., *Relational Dynamics with Periodic Clocks* (2024). [ArXiv:2409.06479](#).
- [96] D. N. Page e W. K. Wootters, *Evolution without Evolution: Dynamics Described by Stationary Observables*, [*Phys. Rev. D* **27**, 2885 \(1983\)](#).
- [97] W. K. Wootters, *“Time” replaced by quantum correlations*, [*Int. J. Theor. Phys.* **23**, 701 \(1984\)](#).
- [98] C. E. Dolby, *The Conditional probability interpretation of the Hamiltonian constraint* (2004). [ArXiv:gr-qc/0406034](#).
- [99] R. P. Woodard, *Enforcing the Wheeler-de Witt Constraint the Easy Way*, [*Class. Quant. Grav.* **10**, 483 \(1993\)](#).
- [100] U. H. Gerlach, *Derivation of the ten einstein field equations from the semiclassical*

- approximation to quantum geometrodynamics*, *Phys. Rev.* **177**, 1929 (1969).
- [101] H. D. Zeh, *Emergence of Classical Time From a Universal Wave Function*, *Phys. Lett. A* **116**, 9 (1986).
- [102] H. D. Zeh, *Time in Quantum Gravity*, *Phys. Lett. A* **126**, 311 (1988).
- [103] C. Kiefer, *Continuous Measurement of Minisuperspace Variables by Higher Multipoles*, *Class. Quant. Grav.* **4**, 1369 (1987).
- [104] A. Strominger, *Third quantization*, *Phil. Trans. R. Soc. A* **329**, 395 (1989).
- [105] M. McGuigan, *Third Quantization and the Wheeler-deWitt Equation*, *Phys. Rev. D* **38**, 3031 (1988).
- [106] C. Kiefer e H. D. Zeh, *Arrow of time in a recollapsing quantum universe*, *Phys. Rev. D* **51**, 4145 (1995).
- [107] E. Joos, *Why do we observe a classical space-time?*, *Phys. Lett. A* **116**, 6 (1986).
- [108] C. Kiefer, L. Chataignier e M. Tyagi, *Time and its arrow from quantum geometrodynamics?*, *J. Phys. Conf. Ser.* **2883**, 012008 (2024).
- [109] L. Chataignier, C. Kiefer e M. Tyagi, *Origin of time and probability in quantum cosmology*, *J. Phys. Conf. Ser.* **3017**, 012007 (2025).
- [110] D. Z. Albert, *Time and Chance* (Harvard University Press, 2000).
- [111] C. Kiefer, N. Kwidzinski e D. Piontek, *Singularity avoidance in Bianchi I quantum cosmology*, *Eur. Phys. J. C* **79**, 686 (2019).
- [112] R. Haag, *Local Quantum Physics –Fields, Particles, Algebras* (Springer, 1992).
- [113] A. Connes e C. Rovelli, *Von Neumann algebra automorphisms and time thermodynamics relation in general covariant quantum theories*, *Class. Quant. Grav.* **11**, 2899 (1994).
- [114] M. Takesaki, *Theory of Operator Algebras II*, vol. 125 de *Encyclopaedia of Mathematical Sciences* (Springer, 2003).
- [115] T. Regge e C. Teitelboim, *Role of Surface Integrals in the Hamiltonian Formulation of General Relativity*, *Annals Phys.* **88**, 286 (1974).
- [116] A. P. Balachandran, L. Chandar e E. Ercolessi, *Edge states in gauge theories: Theory, interpretations and predictions*, *Int. J. Mod. Phys. A* **10**, 1969 (1995).
- [117] D. Marolf, *Mass superselection, canonical gauge transformations, and asymptotically flat variational principles*, *Class. Quant. Grav.* **13**, 1871 (1996).
- [118] T. Andrade e D. Marolf, *Asymptotic Symmetries from finite boxes*, *Class. Quant. Grav.* **33**(1), 015013 (2016).
- [119] M. Henneaux e C. Troessaert, *The Asymptotic Structure of Gravity at Spatial Infinity in Four Spacetime Dimensions*, *Proc. Steklov Inst. Math.* **309**(1), 127 (2020).
- [120] O. Fuentealba, M. Henneaux e C. Troessaert, *Asymptotic Symmetry Algebra of Einstein Gravity and Lorentz Generators*, *Phys. Rev. Lett.* **131**(11), 111402 (2023).
- [121] D. Marolf, *Unitarity and Holography in Gravitational Physics*, *Phys. Rev. D* **79**, 044010 (2009).
- [122] T. Jacobson, *Boundary unitarity and the black hole information paradox*, *Int. J. Mod. Phys. D* **22**, 1342002 (2013).
- [123] D. Marolf, *Holography without strings?*, *Class. Quant. Grav.* **31**, 015008 (2014).
- [124] T. Jacobson e P. Nguyen, *Diffeomorphism invariance and the black hole information paradox*, *Phys. Rev. D* **100**(4), 046002 (2019).
- [125] G. 't Hooft, *The Holographic principle: Opening lecture*, *Subnucl. Ser.* **37**, 72 (2001).
- [126] R. Bousso, *The Holographic principle*, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 825 (2002).

- [127] A. C. Wall, *A Survey of Black Hole Thermodynamics* (2018). [ArXiv:1804.10610](#).
- [128] J. M. Maldacena, *The Large N limit of superconformal field theories and supergravity*, *Adv. Theor. Math. Phys.* **2**, 231 (1998).
- [129] O. Aharony et al., *Large N field theories, string theory and gravity*, *Phys. Rept.* **323**, 183 (2000).
- [130] H. Năstase, *Introduction to the AdS/CFT Correspondence* (Cambridge University Press, 2015).
- [131] L. Freidel, *Reconstructing AdS/CFT* (2008). [ArXiv:0804.0632](#).
- [132] M. A. Demisê, *$T\bar{T}$ - and Holography /*, Tese de Doutorado, Chicago U., Chicago U. (2021). [ArXiv:2112.02596](#).
- [133] G. Araujo-Regado, R. Khan e A. C. Wall, *Cauchy slice holography: a new AdS/CFT dictionary*, *JHEP* **03**, 026 (2023).
- [134] M. J. Blacker et al., *Radial canonical AdS₃ gravity and $T\bar{T}$* , *JHEP* **01**, 092 (2025).
- [135] H. Everett, *The Theory of the Universal Wave Function*, Tese de Doutorado, Princeton University (1956).
- [136] H. Everett, *Relative state formulation of quantum mechanics*, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 454 (1957).
- [137] S. Saunders et al. (eds.), *Many worlds? Everett, quantum theory, and reality* (Oxford University Press, 2012).
- [138] D. Wallace, *The emergent multiverse: quantum theory according to the Everett Interpretation* (Oxford University Press, Oxford, 2012).
- [139] N. Pinto-Neto, *The de Broglie–Bohm Quantum Theory and Its Application to Quantum Cosmology*, *Universe* **7**(5), 134 (2021).
- [140] D. Dürr, S. Goldstein e N. Zanghì, *Bohmian mechanics and the meaning of the wave function*, in *Foundations of Quantum Mechanics: A Symposium in Honor of Abner Shimony* (1995).