

Uma discussão sobre buracos negros quânticos

Matheus S. Soares¹ e Gabriel Menezes²

¹Universidade Federal do Rio de Janeiro

²Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro

Resumo

Neste trabalho iremos discutir os aspectos físicos principais referentes ao processo de criação de partículas perto do horizonte de eventos de um buraco negro. Para tanto, vamos examinar brevemente o formalismo da teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo. Discutiremos sobre o porquê de se usar esta abordagem e como ela é utilizada para se estudar processos quânticos na vizinhança do horizonte de eventos de um buraco negro. Também apresentaremos resultados que revelam como buracos negros podem ser fundamentais na busca de uma teoria de gravitação quântica.

Abstract

In this work we will discuss the main physical aspects related to the process of particle creation by black holes. To this end, we will briefly examine the formalism of quantum field theory in curved spacetime. We will discuss why we should use this approach and how it is employed to study quantum processes in the vicinity of the event horizon of a black hole. We will also present results that reveal how black holes can play a key role in the search for a theory of quantum gravity.

Palavras-chave: buracos negros, teoria quântica de campos em espaços curvos, gravitação quântica

Keywords: black holes, quantum field theory in curved spacetime, quantum gravity

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v4n1.40314](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v4n1.40314)

1 Introdução

Os buracos negros estão entre os objetos mais fascinantes do Universo. Por muito tempo, os buracos negros foram entendidos como apenas uma especulação teórica por vários físicos e astrônomos, mas são agora amplamente compreendidos como fazendo parte da explicação básica para muitos fenômenos astrofísicos, como, por exemplo, binários massivos de raios-X e núcleos galácticos ativos. Podemos constatar a existência de um buraco negro a partir de seus efeitos gravitacionais em sua vizinhança; por certo, a primeira detecção direta bem-sucedida de ondas gravitacionais envolveu o estudo da produção de tais ondas pela fusão de dois buracos negros [1–4]. Esta observação fornece a evidência mais concreta da existência de buracos negros até o presente momento. Podemos citar também o programa do Telescópio Horizonte de Eventos (*Event Horizon Telescope*, EHT), que se propõe a observar a vizinhança dos horizontes de eventos dos buracos negros, esforços que culminaram na primeira imagem direta de um buraco negro, no caso o buraco

negro supermassivo que fica no centro da galáxia Messier 87 [5–10].

Uma definição elementar de um buraco negro seria uma região no espaço-tempo na qual o potencial gravitacional, GM/R , excede o quadrado da velocidade da luz, c^2 [11]. Tal afirmação é independente da teoria gravitacional considerada, e também fornece uma definição intuitiva de um buraco negro, segundo a qual qualquer corpo astronômico cuja velocidade de escape associada seja maior que a velocidade da luz deve se comportar como um buraco negro [11]. De fato, tal argumento foi colocado há mais de dois séculos atrás por John Michell (1784) e Pierre-Simon de Laplace (1796).

A história contemporânea dos buracos negros se inicia junto com a Relatividade Geral de Einstein. Com efeito, logo após Einstein ter publicado as famosas equações de campo que levam seu nome, Karl Schwarzschild apresentou uma solução que descreve o campo gravitacional na região externa de um corpo massivo estático e esféricamente simétrico. Rapidamente percebeu-se que essa solução tem um comportamento pecu-

liar para uma distância radial específica que hoje chamamos de *raio de Schwarzschild*. Neste ponto, a solução encontrada por Schwarzschild torna-se singular.

Em 1958 David Finkelstein identificou a superfície associada ao raio de Schwarzschild como sendo aquilo que chamamos de *horizonte de eventos*, um limite além do qual os eventos não podem afetar de forma causal um observador. A solução de Finkelstein estende a solução de Schwarzschild para o futuro de observadores caindo em um buraco negro. Uma extensão completa foi encontrada por Kruskal [12] e Szekeres [13]. Com isso, chegamos à característica definidora de um buraco negro – a presença de um horizonte de eventos: uma fronteira no espaço-tempo que separa a região externa da região interna de um buraco negro; matéria e luz só podem atravessá-la de fora para dentro, nunca no sentido contrário.

No contexto da Relatividade Geral, no centro de buracos negros existem o que chamamos de singularidades, pontos de densidade infinita no espaço-tempo. É uma condição onde o campo gravitacional é tão intenso que o próprio espaço-tempo colapsa. A princípio, pensava-se que as características misteriosas das soluções dos buracos negros fossem resultados artificiais de condições de simetria impostas, e que as singularidades não deveriam aparecer em situações genéricas. No entanto, no final dos anos 1960, Roger Penrose e Stephen Hawking provaram rigorosamente, através de teoremas matemáticos intrincados, que as singularidades devem surgir genericamente.

Os trabalhos de Bardeen, Bekenstein, Carter e Hawking no início dos anos 1970 levaram à formulação das chamadas leis da mecânica dos buracos negros, que comportam uma analogia extraordinária com as leis usuais da termodinâmica, relacionando massa com energia, área com entropia e gravidade superficial com temperatura. No entanto, como apontado pela primeira vez por Bekenstein, se os buracos negros tivessem uma temperatura real como os sistemas termodinâmicos, eles irradiariam energia, contradizendo frontalmente sua definição básica.

A discordância foi resolvida quando Hawking, em 1974, mostrou que, ao se levar em conta processos quânticos na vizinhança do horizonte de eventos, os buracos negros devem irradiar semelhantemente a um corpo negro (mas não exatamente como um), com uma temperatura pro-

porcional à gravidade superficial do horizonte de eventos do buraco negro, exatamente como sugerido pela analogia com as leis da termodinâmica, prevendo o fenômeno hoje conhecido como efeito Hawking.

Para entendermos minuciosamente do ponto de vista da Física como Hawking chegou a esse importante resultado, é necessário empregarmos técnicas da teoria quântica de campos (TQC) em espaço-tempo curvo. Este é um ramo da física que combina os princípios da mecânica quântica com a relatividade especial e geral [14]. Nesta teoria, estudamos o comportamento dinâmico de campos em um espaço-tempo curvo. A curvatura de tal espaço-tempo é ditada por um objeto clássico massivo, por exemplo, buracos negros. Antes de examinarmos os aspectos mais importantes da TQC em espaço-tempo curvo, vamos voltar à história dos buracos negros e analisar com mais detalhes vários resultados mencionados anteriormente.

2 Buracos negros clássicos

Nesta seção vamos expor com algum detalhe alguns aspectos clássicos de buracos negros relatados acima. Estamos assumindo que o leitor possui algum conhecimento sobre as técnicas básicas da Relatividade Geral. Em todo caso, tanto quanto for possível, ao longo do texto iremos estabelecer certas definições básicas de forma heurística para alguns objetos importantes para nossa discussão, mas sem grandes pormenores, de modo a não perturbar o fluxo da leitura. Um desenvolvimento básico elucidativo pode ser encontrado em diversos locais na literatura, como, por exemplo, os livros [15–17].

Conforme mencionado anteriormente, de maneira bastante simplificada, um buraco negro corresponde a uma região do espaço-tempo onde o potencial gravitacional nessa região obedece à relação

$$\frac{GM}{R} > c^2, \quad (1)$$

onde G é a constante gravitacional, M é a massa do objeto de raio R (uma estrela, por exemplo) que dita tal potencial e c é a velocidade da luz. Ou seja, um buraco negro é qualquer objeto em que a velocidade de escape é maior que a velocidade da luz. Com isso, observamos que existe uma região do espaço-tempo na qual objetos que

a adentram só poderiam escapar com uma velocidade superior a da luz; como, pela Relatividade Especial, nenhum corpo massivo tem velocidade maior que a da luz, segue-se, portanto, que nenhum objeto é capaz de escapar da região interna de um buraco negro.

Na Relatividade Geral, através da solução das equações de Einstein para objetos simetricamente esféricos e estáticos no vácuo, a *solução de Schwarzschild*, podemos ver naturalmente o surgimento de buracos negros. Neste tipo de solução, o espaço-tempo é descrito pela métrica (a partir daqui estaremos trabalhando com unidades tais que $G = c = \hbar = k_B = 1$, onde k_B é a constante de Boltzmann)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2, \quad (2)$$

onde $d\Omega^2$ é a métrica de uma 2-esfera. Pela Eq. (2) observamos que existem dois valores para r aos quais a solução diverge – estas são as chamadas singularidades do modelo. Para $r = 2M$ temos o que chamamos de horizonte de eventos. É a região do espaço-tempo que para valores de $r \leq 2M$ não há como escapar de um colapso para o centro do buraco negro. No entanto, essa singularidade pode desaparecer se realizarmos uma mudança de coordenadas; por essa razão, chamamos essa de singularidade de coordenadas. Por outro lado, a singularidade em $r = 0$ sempre permanece, que corresponde ao centro do buraco negro. Nela, temos uma divergência do campo gravitacional pois acarreta em uma divergência na curvatura do espaço-tempo. Vale dizer que a solução de Schwarzschild não é a única que apresenta esse tipo de singularidade. Diversas soluções para diferentes objetos massivos levam à métricas com singularidades e horizontes de eventos, conduzindo, é claro, a buracos negros. Este é o caso da solução de Kerr (que descreve um buraco negro em rotação) e da solução de Reissner-Nordström (que descreve um buraco negro com carga elétrica).

A Relatividade Geral prevê que qualquer objeto colapsando gravitacionalmente para raios menores que o raio de Schwarzschild forma um buraco negro, dentro do qual uma singularidade (escondida pelo horizonte de eventos) seria formada. Conforme mencionado acima, os observadores que caem em um buraco negro não po-

dem evitar ser carregados para a singularidade quando cruzam o horizonte de eventos. O fato de que tais singularidades podem ser genericamente formadas é o conteúdo principal dos teoremas de singularidade de Penrose-Hawking. A ideia básica por trás desses teoremas é que certos critérios devem estar manifestos para que geodésicas¹ deixem de ser curvas que extremizam distâncias e/ou tempos próprios. De forma bem simples, tais critérios significam que, a partir de um tempo finito, o movimento de certas partículas em queda livre não pode ser mais determinado; o “fim” de tal geodésica seria a singularidade.

Admitindo certas condições de energia, os teoremas de singularidade também mostram que, em determinadas circunstâncias, geodésicas do tipo tempo “suficientemente longas” não podem ser curvas extremas. Dados argumentos globais envolvendo a compacidade dos espaços de curvas causais, estabelece-se a existência de curvas do tipo tempo de máximo comprimento em espaços-tempos globalmente hiperbólicos.² A contradição desses resultados produz os teoremas de singularidade: em condições adequadas, geodésicas do tipo tempo (ou tipo nulo) “suficientemente longas” não podem existir, ou seja, deve-se ter incompletude geodésica do tipo tempo (ou tipo nulo), o que equivale a formação de singularidades dentro de buracos negros [16, 18].

Um dos resultados mais interessantes nos estudos dos buracos negros é que a área de um horizonte de eventos, por estar relacionado à sua massa, não pode diminuir. Isso foi observado por Hawking, que fez um paralelo entre este resultado e a segunda lei da termodinâmica, que diz que a entropia de um sistema fechado nunca diminui [19, 20]. Esta analogia levou à descrição da dinâmica dos buracos negros por meio de quatro leis similares às leis da termodinâmica. As leis da dinâmica de buracos negros são [11, 16, 18]

- **Lei zero:** Todos os pontos de um horizonte de eventos de um buraco negro em equilí-

¹Na Relatividade Geral, uma geodésica generaliza o conceito de uma “linha reta” para o caso de um espaço-tempo curvo. A trajetória de uma partícula livre (apenas submetida à interação gravitacional) é um tipo particular de geodésica. Geodésicas tipo espaço, nulas e tipo tempo correspondem a geodésicas (em um espaço-tempo com assinatura $+- --$) com um vetor tangente u de norma $|u| = g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu$ negativa, zero ou positiva, respectivamente.

²Em uma nota de rodapé mais adiante iremos comentar brevemente sobre o conceito de espaço-tempo globalmente hiperbólico.

brio possuem gravidade superficial g . No caso de um buraco negro de Schwarzschild, $g = (4M)^{-1}$.

- **Primeira lei:** As variações da massa M , a carga elétrica Q e o momento angular J de um buraco negro estacionário ficam relacionadas através da equação

$$dM = \frac{g}{8\pi}dA + \Omega_H dJ + \Phi_H dQ, \quad (3)$$

onde Ω_H é a velocidade angular do horizonte de eventos e Φ_H é o potencial elétrico do mesmo.

- **Segunda lei:** A área do horizonte de eventos de um buraco negro nunca diminui

$$dA \geq 0. \quad (4)$$

- **Terceira lei:** É impossível obter uma gravidade superficial nula ($g \neq 0$) por um número finito de operações. Em outras palavras, buracos negros com valores máximos de momento angular e carga terão entropia mínima e, por consequência, nunca podemos ter tais buracos negros.

Conforme pode-se facilmente perceber, tais leis apresentam uma analogia formidável com as leis usuais da termodinâmica clássica. Para entendermos essa analogia de forma mais profunda, devemos discutir o efeito Hawking [21], que estabelece a conexão fundamental entre os dois conjuntos de leis. Antes de discutirmos esse efeito com mais detalhe, devemos nos familiarizar com algumas ferramentas básicas da teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo.

3 TQC em espaços-tempos curvos

3.1 Aproximação semiclássica

Nesta seção, vamos apresentar os principais fundamentos e resultados da teoria quântica de campos em espaços-tempos curvos. Para não comprometer o entendimento do procedimento com complicações técnicas que podem surgir, iremos nos limitar às situações com o sistema físico sendo descrito por um campo escalar real e massivo φ . Não é nossa intenção reproduzir em todos os detalhes as já conhecidas técnicas de tal modelo, mas pontuaremos os principais resultados

e procedimentos. Uma leitura bem completa e detalhada é dada nas referências [14, 22–24].

Na construção de uma teoria quântica de unificação das forças da natureza, a interação gravitacional ainda resiste a uma compreensão consensual satisfatória.³ Parte da razão vem do fato de que apenas a escalas de energia muito altas, muito além do que podemos sondar com tecnologias atuais, é que efeitos quânticos gravitacionais tornam-se relevantes. De qualquer forma, podemos perguntar se mesmo assim conseguimos estudar a influência do campo gravitacional sobre fenômenos quânticos. Por exemplo, nos primeiros anos da teoria quântica de campos, muitos cálculos foram realizados tomando-se o campo eletromagnético como um campo de fundo clássico, o que produziu resultados que hoje sabemos que estão de acordo com as previsões da eletrodinâmica quântica em uma dada aproximação semiclássica. Assim sendo, poderíamos imaginar fazer o mesmo com o campo gravitacional [14].

Surge, porém, uma primeira (e fundamental) dificuldade. Planck apontou que as constantes universais G , \hbar e c poderiam ser combinadas para se formar uma unidade fundamental de comprimento, o comprimento de Planck $(G\hbar/c^3)^{1/2} = 1.616 \times 10^{-33}$ cm. Se desejamos proceder com a quantização do campo gravitacional em um formalismo perturbativo ao longo de uma linha de raciocínio muito parecida com a eletrodinâmica quântica, descobrimos que o quadrado do comprimento de Planck faz o papel de uma constante de acoplamento. Contudo, diferentemente da eletrodinâmica quântica, cuja constante de acoplamento é adimensional, o comprimento de Planck, obviamente, tem dimensões. Isso acarreta no fato de que efeitos quânticos podem se tornar muito grandes quando as escalas de comprimento dos processos quânticos de interesse estão perto do valor de Planck. Quando isso acontece, as diferentes ordens da teoria de perturbação tornam-se comparáveis à ordem mais baixa, e todo o con-

³Deve-se salientar aqui que as questões controversas sobre a quantização do campo gravitacional dizem respeito ao comportamento da teoria em altas energias. No jargão de uma teoria de campos efetiva, dizemos que há necessidade de uma “teoria completa no ultravioleta (UV)”. A questão toda é qual seria essa teoria. A baixas energias, nós temos uma teoria de gravitação quântica correta e que funciona em tais escalas de energia – é simplesmente a Relatividade Geral compreendida como uma teoria quântica de campos efetiva. Discutiremos um pouco melhor essa questão adiante.

ceito de uma expansão perturbativa torna-se sem sentido [14].

Poderia-se imaginar que, como o comprimento de Planck é muito pequeno, quando consideramos escalas de comprimentos muito maiores (ou escalas baixas energias), efeitos quânticos do campo gravitacional podem ser desprezados. Contudo, o princípio de equivalência mostra que esse argumento ingênuo não está correto. Com efeito, todas as formas de matéria e energia acoplam-se igualmente à gravidade, incluindo o próprio campo gravitacional. Em uma terminologia da teoria quântica, dizemos que o gráviton está sujeito a um campo gravitacional externo da mesma forma que um fóton. Ou seja, sempre que um campo gravitacional de fundo clássico produzir efeitos importantes envolvendo fótons, deve-se permitir a presença de efeitos igualmente importantes envolvendo grávitons. Segue-se, portanto, que gravitação quântica entra de forma não-trivial em todas as escalas de distância, sempre que efeitos quânticos relevantes ocorrerem [14].

Apesar dessa complicação, ainda é possível proceder com uma descrição semiclássica. A ideia básica é que, para uma escala l de comprimento típica do sistema sob estudo, desde que $l^{-2}G \ll 1$, os efeitos quânticos associados aos grávitons serão insignificantes em comparação aos efeitos quânticos de campos de matéria. Sendo assim, podemos imaginar um tratamento em primeira ordem não-trivial da teoria de perturbação de uma teoria quântica de gravitação acoplada à matéria em que o campo gravitacional permanece clássico – essa é a aproximação semiclássica, chamada também de teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo.

Dada essa aproximação, pode-se indagar sobre a importância dos processos descritos por ela. Essencialmente, modos de um campo quantizado deverão experimentar efeitos gravitacionais não-triviais sempre que seus comprimentos de onda associados sejam comparáveis com alguma escala de comprimento característica do espaço-tempo curvo de fundo. Por exemplo, perto de um buraco negro de raio r , os modos do campo quantizado com comprimento de onda $\lambda \gtrsim r$ são seriamente perturbados pela presença do buraco negro. Isto é, na vizinhança de um buraco negro, pode-se esperar a ocorrência de importantes efeitos quânticos.

3.2 Aspectos fundamentais sobre quantização em espaço-tempo curvo

Para realizar a quantização de um campo em um espaço-tempo curvo, podemos seguir um procedimento análogo ao caso do espaço-tempo de Minkowski. Esperamos aqui que o leitor tenha conhecimentos básicos de teoria quântica de campos no espaço-tempo plano de Minkowski, um assunto que pode ser visto (e/ou revisto) em diversos livros especializados no assunto [25–27].

Considere um campo escalar real massivo $\varphi(x)$ propagando-se em um espaço-tempo curvo com elemento de linha

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu \quad (5)$$

onde $g_{\mu\nu}$ é a chamada métrica desse espaço-tempo, dada como um campo de fundo externo não-quantizado. O jeito mais simples de se construir a ação associada, e com ela descrevermos a dinâmica do campo em tal espaço-tempo, é partir da ação no espaço-tempo de Minkowski e substituir derivadas parciais usuais por derivadas covariantes ∇_μ ,⁴ a métrica de Minkowski por $g_{\mu\nu}$ e elementos de volume d^4x por elementos de volume invariantes $d^4x\sqrt{-g(x)}$, onde $g = \det g_{\mu\nu}$. Este é a chamada prescrição de acoplamento mínimo, e é consistente com o princípio de equivalência, de acordo com o qual efeitos gravitacionais locais estão ausentes em uma vizinhança da origem do espaço-tempo de um sistema de referência localmente inercial [23].

Com essa prescrição, a ação do nosso campo escalar fica dada por

$$S = \int d^4x \mathcal{L} \quad (6)$$

onde a densidade Lagrangiana é

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\sqrt{-g(x)} \left(g^{\mu\nu}(x)\partial_\mu\varphi(x)\partial_\nu\varphi(x) - m^2\varphi^2(x) \right) \quad (7)$$

e m é a massa do campo (no caso do campo escalar, $\nabla_\mu\varphi = \partial_\mu\varphi$). Ainda poderíamos também considerar um termo extra do tipo $\xi R\varphi^2$, onde

⁴Em um espaço-tempo curvo, a derivada de um tensor não produz, em geral, outro tensor. Para obtermos um tensor a partir da diferenciação de um dado tensor, devemos introduzir o conceito da derivada covariante. A derivada covariante é uma generalização da derivada direcional do cálculo vetorial do espaço plano.

ξ é um fator numérico e R é o escalar de Ricci. O caso $\xi = 0$, que corresponde à equação (7), é chamado de minimamente acoplado.

A partir de tal Lagrangiana, e utilizando técnicas tradicionais, podemos obter a equação de campo dada por

$$(\square + m^2)\varphi = 0, \quad (8)$$

onde $\square = g^{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla_\nu$ é o operador d'Alembertiano covariante. Um conceito que desempenha um papel importante no procedimento de quantização canônica é a definição de produto interno. Sejam u e v duas soluções para a equação (8). Definimos o produto interno entre essas soluções como [14]

$$(u, v) = -i \int_\Sigma d\Sigma (-g_\Sigma)^{1/2} n^\mu (v \overleftrightarrow{\partial}_\mu u^*), \quad (9)$$

onde

$$v \overleftrightarrow{\partial}_\mu u^* = v \partial_\mu u^* - \partial_\mu v u^*,$$

$d\Sigma$ é o elemento de volume da hipersuperfície tipo-espaço Σ e n^μ é um vetor unitário (com orientação para o futuro) ortogonal à Σ . Tomamos Σ como sendo uma hipersuperfície de Cauchy em um espaço-tempo globalmente hiperbólico e pode-se mostrar, utilizando o teorema de Gauss, que tal produto é independente da escolha de Σ .⁵

Há um conjunto completo de soluções de modo $\{u_i\}$ da equação de campo que são ortogonais no sentido do produto interno definido acima. Seguimos, então, decompondo o campo como uma combinação linear dos modos u e dos operadores de aniquilação a_i e criação a_i^\dagger :

$$\varphi = \sum_i (a_i u_i + a_i^\dagger u_i^*). \quad (10)$$

A quantização canônica é implementada impondo as relações de comutação $[a_i, a_j^\dagger] = \delta_{ij}$, etc. Segue-se daqui que podemos proceder com a definição de um estado de vácuo apropriado, construção do espaço de Fock, etc., em completa analogia com o caso do espaço-tempo de Minkowski.

O problema deste cenário bucólico está relacionado ao fato de que há uma ambiguidade inerente nesse formalismo [14]. No espaço-tempo de

Minkowski, temos um conjunto natural de modos que estão associados ao grupo de Poincaré, que é o grupo de simetria nesse espaço-tempo; em outras palavras, o vetor $\partial/\partial t$ é um vetor de Killing do tipo-tempo para o espaço-tempo de Minkowski, ortogonal às hipersuperfícies de simultaneidade $t = \text{constante}$, e os modos são autofunções desse vetor de Killing com autovalores $-i\omega$ para $\omega > 0$.⁶ Com isso, a definição de modos de frequência positiva e de um estado de vácuo invariante sob a ação do grupo de Poincaré podem ser estabelecidas sem ambiguidades.

Contudo, em um espaço-tempo curvo, em geral, não teremos vetores de Killing do tipo-tempo disponíveis e, por consequência, não poderemos definir de forma não-ambígua modos de frequência positivas. Até mesmo podem existir sistemas onde conseguimos identificar vetores de Killing tipo-tempo e executar o procedimento padrão; entretanto, não podemos garantir que a definição do vácuo será única. Ou seja, não temos um sistema de referência privilegiado (como no caso do espaço-tempo plano, que são os sistemas inerciais) que nos possibilitaria utilizar uma decomposição natural em modos para o campo [14].

Para ilustrar esse resultado conhecido como a *não unicidade do vácuo* vamos supor dois sistemas de referência com seus respectivos sistemas de coordenadas, e dotados de conjuntos completos de modos, (u_i^A, u_i^{*A}) para o sistema A e (u_i^B, u_i^{*B}) para o sistema B . Desta maneira, o campo pode ser expandido de duas maneiras. Analogamente à Eq. (10), para o sistema A temos

$$\varphi = \sum_i (a_i u_i^A + a_i^\dagger u_i^{*A}), \quad (11)$$

com a definição do vácuo como $a_i |0, A\rangle = 0, \forall i$. Para o sistema B , temos

$$\varphi = \sum_j (b_j u_j^B + b_j^\dagger u_j^{*B}), \quad (12)$$

com a definição do vácuo como $b_j |0, B\rangle = 0, \forall j$. Como ambas as decomposições definem o mesmo

⁵Uma hipersuperfície de Cauchy é usualmente interpretada como sendo uma definição de um "instante de tempo". Um espaço-tempo que possui uma hipersuperfície de Cauchy é dito ser globalmente hiperbólico. Portanto, em um espaço-tempo hiperbólico, a história futura e passada inteira do Universo pode ser prevista (ou retrodita) a partir de condições dadas no instante de tempo representado pela hipersuperfície de Cauchy [16, 18].

⁶Um vetor de Killing é um campo vetorial que preserva a métrica – tais campos são geradores infinitesimais de isometrias, ou, mais simplesmente, os fluxos gerados pelos vetores de Killing geram simetrias [16]. Na prática, se a métrica $g_{\mu\nu}$ não depender de uma dada coordenada x^i , isso significa que δ^μ_i será um vetor de Killing. Ou seja, se nenhuma das componentes da métrica depender do tempo, o espaço-tempo deve ter automaticamente um vetor de Killing tipo-tempo.

campo φ e assumimos que os conjuntos de modos são ortogonais, de acordo com (9), podemos escrever o operador de aniquilação em B em termos dos operadores em A como

$$b_j = \sum_i (\alpha_{ji}^* a_i - \beta_{ji} a_i^\dagger), \quad (13)$$

onde α_{ji} e β_{ji} são os chamados *coeficientes de Bogoliubov* e a transformação da Eq. (13) é a chamada transformação de Bogoliubov. Perguntamos, então, se a definição dos vácuos dos dois sistemas é equivalente. Para isso, calculamos

$$b_j |0, A\rangle = - \sum_i \beta_{ji} a_i^\dagger |0, A\rangle, \quad (14)$$

em que percebemos que só podemos ter a unicidade do vácuo caso o coeficiente β_{ji} seja nulo. Isso nos leva à conclusão inexorável de que diferentes sistemas de referência definem diferentes estados de vácuo, o que pode causar uma ambiguidade sobre a definição do que entendemos como partícula. Outro resultado interessante que podemos obter imediatamente é o quanto de partículas B existe no vácuo do sistema A . Calculamos isto através do valor esperado no vácuo $|0, A\rangle$ do operador número associado aos operadores de B , $N_j = b_j^\dagger b_j$. Através de um cálculo direto, obtemos

$$\langle 0, A | N_j | 0, A \rangle = \sum_i |\beta_{ji}|^2, \quad (15)$$

que possui a interpretação de que o vácuo $|0, A\rangle$ possui $\sum_i |\beta_{ji}|^2$ partículas associadas aos modos u_j^B .

3.3 Efeito Unruh-Davies

A fim de ilustrar melhor os resultados discutidos na subseção anterior, e finalmente fazer a ponte com a discussão sobre efeitos quânticos na vizinhança de buracos negros, vamos estudar explicitamente um exemplo físico e que nos levará a um resultado extremamente importante e que nos ajudará a entender o conhecido efeito Hawking. Para isso, vamos calcular a radiação térmica detectada por um observador uniformemente acelerado no espaço-tempo de Minkowski. Para tanto, devemos introduzir as chamadas coordenadas de Rindler [28]

$$\begin{cases} t = \frac{1}{a} e^{a\xi} \sinh a\eta \\ x^1 = \frac{1}{a} e^{a\xi} \cosh a\eta \\ x^2 = y \\ x^3 = z, \end{cases} \quad (16)$$

com $-\infty < \xi, \eta < \infty$ e $a > 0$ constante. Este sistema de coordenadas cobre apenas uma porção do espaço-tempo de Minkowski, *i.e.* a região para qual $x^1 \geq |t|$, onde existe um vetor de Killing global do tipo tempo $\partial/\partial\eta$ com relação ao qual podemos definir modos de frequência positiva. Linhas de η constante são retas enquanto que linhas de ξ constante são hipérbolas e, portanto, representam as linhas de universo de observadores uniformemente acelerados com aceleração própria dada por $ae^{-a\xi}$. As coordenadas de Rindler definem a métrica de Rindler [14]:

$$ds^2 = e^{2a\xi}(d\eta^2 - d\xi^2) - dy^2 - dz^2. \quad (17)$$

Na porção do espaço-tempo descrita pelas coordenadas de Rindler, o campo escalar pode ser expandido em termos de modos de ondas planas de Minkowski ou em termos de uma expansão apropriada em modos associados às coordenadas de Rindler. Como resultado, temos uma representação dos operadores de criação e aniquilação associados à Rindler $b^\dagger(\omega, \mathbf{k}_\perp), b(\omega, \mathbf{k}_\perp)$ ⁷ em termos dos operadores correspondentes de Minkowski, exatamente da forma discutida anteriormente. Por consequência, temos duas definições de vácuo – o vácuo de Minkowski $|0, M\rangle$ e o chamado vácuo de Fulling $|0, R\rangle$, respectivamente. O valor esperado no vácuo de Minkowski do operador número de Rindler $b^\dagger(\omega, \mathbf{k}_\perp)b(\omega', \mathbf{k}'_\perp)$ nos fornece quantas partículas de Rindler existem no vácuo de Minkowski:

$$\begin{aligned} \langle 0, M | b^\dagger(\omega, \mathbf{k}_\perp)b(\omega', \mathbf{k}'_\perp) | 0, M \rangle &= \frac{1}{e^{2\pi\omega/a} - 1} \\ &\times \delta(\omega - \omega')\delta(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{k}'_\perp), \end{aligned} \quad (18)$$

que possui uma distribuição térmica do tipo Bose-Einstein com temperatura dada por $a/2\pi$. Este resultado nos diz que o vácuo de Minkowski é equivalente a um banho térmico de partículas de Rindler. Esse resultado é o chamado efeito Unruh-Davies: um observador uniformemente acelerado vê o vácuo de Minkowski como um estado térmico de partículas de Rindler [29, 30].

A pergunta que fica é como esse resultado pode nos ajudar a entender o efeito Hawking. Pois bem, é bem conhecido que perto do horizonte, as coordenadas de Schwarzschild t e r se comportam

⁷ \mathbf{k}_\perp é o momento associado ao espaço das coordenadas y, z na expansão em modos de Fourier do campo e $-\omega$ é o autovalor associado ao operador $\partial/\partial\eta$.

como as coordenadas do espaço-tempo de Rindler. Portanto, o efeito Unruh-Davies apresenta uma conexão muito próxima com o efeito Hawking [31]. Por outro lado, uma discussão recente sobre processos de medições por um detector em um movimento retilíneo uniformemente acelerado pode ser encontrada na referência [32].

4 Buracos negros quânticos – Efeito Hawking

Para esboçarmos com mais detalhe o cálculo original de Hawking, vamos imaginar um corpo isolado que colapsa e que a tempos remotos está tão espalhado e com densidade suficientemente baixa que o espaço-tempo inteiro é quase plano. Suponha que a um tempo próprio finito, medido com respeito aos relógios que se movem junto com partículas do corpo, ele colapsa para formar um buraco negro de Schwarzschild. Aqui vamos seguir principalmente a exposição descrita no livro [23].

As propriedades dos quanta não-massivos criados pelo campo gravitacional de um buraco negro são regidos a tempos tardios por geodésicas nulas que se iniciam longe do corpo que colapsa a tempos remotos, movem-se em direção ao corpo para depois tornarem-se geodésicas nulas que saem para fora do corpo e escapam logo antes do mesmo colapsar para dentro do horizonte de eventos. Tais geodésicas nulas atingem o infinito nulo futuro a tempos tardios arbitrários.⁸

A classe relevante de geodésicas aqui são as geodésicas nulas radiais de saída que se iniciam na vizinhança da região externa do horizonte de eventos. Ao longo de qualquer geodésica nula radial de saída, a coordenada nula $u = t - r^*$ é constante, enquanto que ao longo de qualquer geodésica nula radial de entrada a coordenada nula

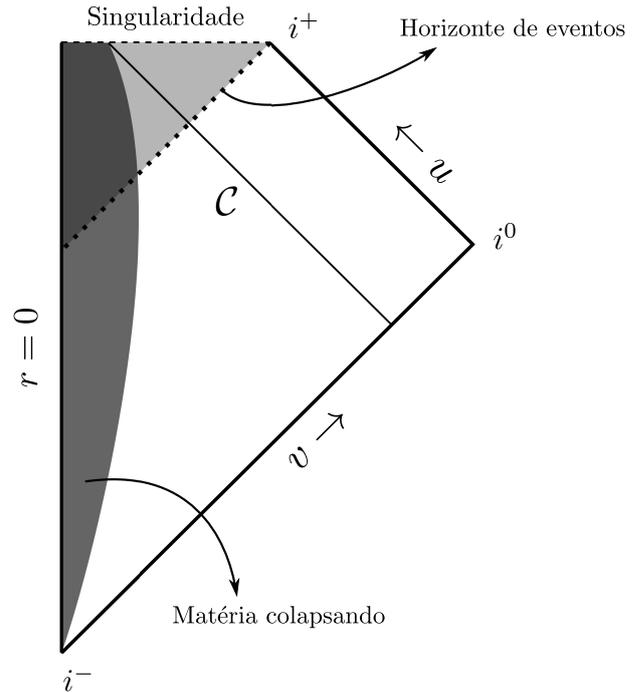


Figura 1: Diagrama de Penrose para o colapso de um corpo massivo, estático, esfericamente simétrico e isolado.

$v = t + r^*$ é constante, onde r^* fica definido por

$$\frac{dr^*}{dr} = \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}.$$

Seja \mathcal{C} uma geodésica nula radial de entrada, definida por $v = v_1$ para algum v_1 , que atravessa o horizonte de eventos do buraco negro de Schwarzschild (ver Figura 1). Seja λ um parâmetro afim ao longo de tal geodésica.⁹ A coordenada nula u é dada ao longo de \mathcal{C} por uma função $u(\lambda)$. A grandes distâncias do horizonte de eventos, temos que $u \approx 2E\lambda$, onde E é uma constante de movimento associada ao momento $p_t = g_{0\nu}dx^\nu/d\lambda$; por outro lado, perto do horizonte de eventos (onde $\lambda = 0$) temos que $u \approx -4M \ln(\lambda/K_1)$, onde K_1 é uma constante negativa [23].

O parâmetro afim λ ao longo de \mathcal{C} pode ser escolhido de tal forma que a forma de u perto do horizonte de eventos pode ser entendida como uma relação entre u e λ perto do horizonte [23]. Então a distância em parâmetro afim entre os raios de saída $u(v_0)$ e $u(v)$ é constante ao longo do comprimento inteiro da geodésica. Aqui, o raio de

⁸As terminologias “infinito nulo futuro” (\mathcal{I}^+) e “infinito nulo passado” (\mathcal{I}^-) estão conectadas com um objeto chamado de *Diagrama de Penrose*, muito utilizado em Relatividade Geral, que nada mais é que um diagrama bidimensional que registra as relações causais entre diferentes pontos no espaço-tempo por meio de um tratamento conforme do infinito. Intuitivamente, o mais longe que um fóton (ou qualquer outra partícula não-massiva) poderia ter vindo é do “infinito nulo passado” e o mais longe que um fóton poderia viajar é o “infinito nulo futuro”. Para uma discussão mais detalhada, com exemplos, veja a referência [18].

⁹Um parâmetro afim é aquele que torna a aceleração perpendicular à velocidade. No caso de uma geodésica nula, isso significa que a derivada do vetor tangente é um múltiplo do vetor tangente (portanto, ambos são paralelos).

entrada $v = v_0$ é o último raio que atravessa o centro do corpo e atinge \mathcal{I}^+ . Raios nulos com $v > v_0$ entram no buraco negro através do horizonte de eventos (representado por uma linha tracejada na Figura 1) e terminam na singularidade.

Movendo-se para trás no tempo ao longo de \mathcal{C} através do corpo que colapsa, os raios $u(v_0)$ e $u(v)$ tornam-se geodésicas de entrada que se originam em \mathcal{I}^- em v_0 e v , respectivamente. A separação afim ao longo da direção nula entre tais geodésicas pode ser escolhida de forma a permanecer constante ao longo dos seus comprimentos inteiros, na medida em que saem do infinito nulo passado para o futuro. Portanto, a separação afim entre v e v_0 no \mathcal{I}^- é a mesma que aquela entre $u(v)$ e $u(v_0)$ no \mathcal{I}^+ .

Uma vez que \mathcal{I}^- está longe do corpo que colapsa, a coordenada v é, ela própria, um parâmetro afim nessa região. Portanto, a diferença $v - v_0$ deve estar relacionada com a separação afim entre $u(v)$ e $u(v_0)$ no \mathcal{I}^+ , ou seja

$$v_0 - v = K_2 \lambda \quad (19)$$

onde K_2 é uma constante negativa. Portanto

$$\begin{aligned} u(v) &= -4M \ln(\lambda/K_1) \\ &= -4M \ln\left(\frac{v_0 - v}{K_1 K_2}\right) \end{aligned} \quad (20)$$

onde o produto $K_1 K_2$ produz uma constante positiva. É essa relação que determina o espectro das partículas criadas quando consideramos campos quantizados [23].

Agora, seja um campo escalar real φ obedecendo à equação de campo $\square\varphi = 0$. As partículas observadas a tempos tardios são criadas a uma distância afim pequena a partir do horizonte de eventos. O espectro não é afetado pela região interna do buraco negro. Vamos supor que obtivemos um conjunto completo de soluções de frequência positiva de entrada (de energia ω) da equação de campo a tempos remotos e grandes distâncias, representado por (f_ω, f_ω^*) . Assim sendo, pode-se escrever o campo no espaço-tempo inteiro na forma

$$\varphi = \int d\omega (a_\omega f_\omega + a_\omega^\dagger f_\omega^*), \quad (21)$$

e temos as relações de comutação

$$[a_\omega, a_{\omega'}^\dagger] = \delta(\omega - \omega'), \quad (22)$$

etc.

Assim como em \mathcal{I}^- discutido acima, a definição de soluções de frequência positiva no \mathcal{I}^+ não tem ambiguidades. Seja p_ω as soluções da equação de campo que possui zero dados de Cauchy no horizonte de eventos e que são assintoticamente de saída e de frequência positiva em \mathcal{I}^+ . Assuma que (p_ω, p_ω^*) formam um conjunto completo de soluções no infinito nulo futuro. Um pacote de onda formado pela superposição dos p_ω é de saída e localizado para grandes distâncias radiais a tempos tardios.

Por outro lado, a solução mais geral da equação de campo terá uma parte que é de entrada no horizonte de eventos a tempos tardios. Portanto, devemos apresentar um conjunto de soluções q_ω de tal forma que uma superposição delas a tempos tardios é localizada perto do horizonte de eventos e tem zero dados de Cauchy em \mathcal{I}^+ . Suponha que (q_ω, q_ω^*) formam um conjunto completo de soluções no horizonte. Uma vez que os pacotes de onda formados por p_ω e q_ω estão em regiões disjuntas a tempos tardios, o produto interno deles deve se anular.

Assim sendo, podemos expandir também o nosso campo no espaço-tempo inteiro utilizando p_ω e q_ω :

$$\begin{aligned} \varphi &= \int d\omega (b_\omega p_\omega + c_\omega q_\omega \\ &\quad + b_\omega^\dagger p_\omega^* + c_\omega^\dagger q_\omega^*), \end{aligned} \quad (23)$$

e as relações de comutação

$$\begin{aligned} [b_\omega, b_{\omega'}^\dagger] &= \delta(\omega - \omega') \\ [c_\omega, c_{\omega'}^\dagger] &= \delta(\omega - \omega'), \end{aligned} \quad (24)$$

etc.

Vamos escolher o estado de vácuo $|0\rangle$ como sendo aquele com zero partículas do campo no \mathcal{I}^- , ou seja, $a_\omega|0\rangle = 0$ para todo ω . Conforme discutido anteriormente, o espectro de partículas de saída pode ser determinado pelos coeficientes da transformação de Bogoliubov que relaciona b_ω com $a_{\omega'}$ e $a_{\omega'}^\dagger$. Como (f_ω, f_ω^*) formam um conjunto completo de soluções, podemos escrever que

$$p_\omega = \int d\omega' (\alpha_{\omega\omega'} f_{\omega'} + \beta_{\omega\omega'} f_{\omega'}^*) \quad (25)$$

e, utilizando a definição do produto interno dada acima:

$$\begin{aligned} \beta_{\omega\omega'} &= -(f_{\omega'}^*, p_\omega) \\ \alpha_{\omega\omega'} &= (f_{\omega'}, p_\omega). \end{aligned} \quad (26)$$

Podemos formar um pacote de ondas a partir da superposição dos p_ω para uma extensão de frequências perto de um dado valor ω . Os coeficientes de tal superposição podem ser escolhidos de tal forma que o pacote de onda de saída atinge o \mathcal{I}^+ ao longo de uma geodésica nula caracterizada por um valor constante grande de u . As componentes p_ω desse pacote podem ser expressas em termos de f_ω e f_ω^* por meio de (25). Agora, imagine que estamos propagando esse pacote de onda para trás no tempo. Parte dele será espalhado de volta em direção ao futuro pelo espaço-tempo curvo, e atingirá o \mathcal{I}^- como uma superposição dos $f_{\omega'}$ com frequências perto da frequência original ω . Outra parte do pacote irá atravessar o centro do corpo em colapso e atingirá o \mathcal{I}^- como uma superposição de f_ω e f_ω^* tendo valores de frequência que sofreram um forte deslocamento de Doppler para o azul, $\omega' \gg \omega$.

Portanto, os p_ω nessa última parte do pacote de onda podem ser expressos em termos de f_ω e f_ω^* por meio da equação (25) com coeficientes $\alpha_{\omega\omega'}$ e $\beta_{\omega\omega'}$ com $\omega' \gg \omega$. Além disso, os valores relevantes de ω' tornam-se arbitrariamente altos a tempos suficientemente tardios (isto é, na medida em que $u \rightarrow \infty$). Portanto, o espectro a tempos tardios das partículas de saída é determinado pela forma assintótica dos coeficientes $\beta_{\omega\omega'}$ para valores arbitrariamente altos de ω' .

Para determinarmos tais coeficientes, devemos rastrear esta última parte de p_ω para trás no tempo ao longo de uma geodésica de saída que possui um grande valor para u . Tal geodésica atravessa o centro do corpo em colapso logo antes da formação do horizonte de eventos, e emerge como uma geodésica de entrada caracterizada por um valor de v muito próximo à v_0 . O valor de v no qual o pacote de onda atinge o \mathcal{I}^- fica relacionado com o valor de u que ele possuía no \mathcal{I}^+ pela relação mencionada anteriormente:

$$u(v) = -4M \ln \left(\frac{v_0 - v}{K} \right) \quad (27)$$

onde $K = K_1 K_2$. A localização do centro desse pacote de onda formado pelos p_ω com uma pequena extensão de frequências perto de ω pode ser determinado pelo princípio da fase estacionária. Segue-se que, em tempos remotos, as componentes de p_ω que formam a parte do pacote de onda que atravessa o corpo em colapso e atinge o

\mathcal{I}^- em v possuem a forma

$$p_\omega \sim \omega^{-1/2} r^{-1} e^{-i\omega u(v)} S(\theta, \phi) \quad (28)$$

onde $v < v_0$, números quânticos discretos estão suprimidos por conveniência e o fator $\omega^{-1/2}$ é necessário de acordo com a normalização do produto interno. Os $f_{\omega'}$ na expansão (25) tem forma assintótica perto de \mathcal{I}^- dada por

$$f_{\omega'} \sim \omega^{-1/2} r^{-1} e^{-i\omega' v} S(\theta, \phi) \quad (29)$$

onde $v = t + r < v_0$ é a coordenada nula de entrada em \mathcal{I}^- .

Utilizando essas formas assintóticas para p_ω e $f_{\omega'}$, o teorema de Fourier pode ser utilizado para se mostrar que [23]

$$\begin{aligned} \alpha_{\omega\omega'} &= C \int_{-\infty}^{v_0} dv \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^{1/2} e^{i\omega' v} e^{-i\omega u(v)} \\ \beta_{\omega\omega'} &= C \int_{-\infty}^{v_0} dv \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^{1/2} e^{-i\omega' v} e^{-i\omega u(v)} \end{aligned}$$

onde C é uma constante. Após uma série de cálculos e manipulações algébricas, encontramos que [23]

$$|\alpha_{\omega\omega'}|^2 = e^{8\pi M\omega} |\beta_{\omega\omega'}|^2 \quad (30)$$

para a parte do pacote de onda que foi propagada para trás no tempo através do corpo em colapso logo antes da formação do buraco negro. Para as componentes p_ω desta parte do pacote de onda, temos o produto interno

$$(p_\omega, p_{\omega'}) = \Gamma(\omega) \delta(\omega - \omega') \quad (31)$$

onde $\Gamma(\omega)$ é a fração de um pacote de onda de saída de frequência ω em \mathcal{I}^+ que se propagaria para trás no tempo através do corpo em colapso para o \mathcal{I}^- . Pode-se mostrar que [23]

$$\Gamma(\omega) \delta(\omega - \omega') = \int dW (\alpha_{\omega W}^* \alpha_{\omega' W} - \beta_{\omega W}^* \beta_{\omega' W}). \quad (32)$$

A informação sobre as partículas que são criadas no colapso do corpo para formar o buraco negro deve estar contida em b_ω :

$$\langle 0 | b_\omega^\dagger b_\omega | 0 \rangle = \int d\omega' |\beta_{\omega\omega'}|^2. \quad (33)$$

Deve-se tomar cuidado ao se efetuar este cálculo pois a presença de uma função delta $\delta(\omega - \omega')$

produz um valor infinito. Para uma representação apropriada da função delta, encontramos que [23]

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \Gamma(\omega)(T/2\pi) = (e^{8\pi M\omega} - 1) \int d\omega' |\beta_{\omega\omega'}|^2$$

e portanto

$$\langle 0|b_{\omega}^{\dagger}b_{\omega}|0\rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} (T/2\pi)\Gamma(\omega)\frac{1}{e^{8\pi M\omega} - 1}. \quad (34)$$

A interpretação desse resultado é que, a tempos tardios, o número de partículas criadas por unidade de frequência angular e por unidade de tempo que atravessa uma superfície de raio R (onde R é muito maior que a circunferência do horizonte de eventos do buraco negro) é dada por

$$(2\pi)^{-1}\Gamma(\omega)\frac{1}{e^{8\pi M\omega} - 1}. \quad (35)$$

Isto implica que o buraco negro de Schwarzschild emite (e absorve) radiação térmica como um corpo cinza de absorvidade $\Gamma(\omega)$ à temperatura $(8\pi M)^{-1} = (2\pi)^{-1}g$, onde $g = (4M)^{-1}$ é a gravidade superficial do buraco negro de Schwarzschild. Este é, em sua essência, o resultado derivado por Hawking e conhecido como radiação Hawking. Compare com o resultado encontrado para o caso do espaço-tempo de Rindler.

Um dos resultados mais interessantes aqui é que, conforme discutimos anteriormente, a definição de vácuo não é única em um espaço-tempo curvo; podemos, por exemplo, considerar dois tipos de "vácuo" aqui, um associado às coordenadas de Schwarzschild, definidas pela equação (2), denotado por $|0, S\rangle$, e outro associado à extensão completa de Kruskal-Szekeres, mencionada na introdução, e representado por $|0, K\rangle$. A questão é que pode-se mostrar que $|0, S\rangle$ possui uma analogia profunda com o vácuo de $|0, R\rangle$ discutido anteriormente, e $|0, K\rangle$ seria análogo ao vácuo de Minkowski. Por sua vez, como vimos acima, as coordenadas de Schwarzschild descrevem apenas uma parte do espaço-tempo, semelhantemente às coordenadas de Rindler em Minkowski. Ou seja, de forma análoga ao efeito Unruh-Davies, o estado puro $|0, K\rangle$, definido em todo o espaço-tempo do buraco negro, aparece a um observador confinado a uma porção do espaço-tempo como um estado misto [14].

O processo de emissão de um espectro térmico de partículas por um buraco estabelece uma conexão profunda com a segunda lei generalizada

da termodinâmica de acordo com a qual um buraco negro tem entropia proporcional à área do horizonte de eventos.

5 O problema da perda de informação e algumas possíveis soluções

Em seu cálculo original, Hawking considerou um campo quantizado em um espaço-tempo clássico de um corpo que colapsa para formar um buraco negro. Como vimos acima, utilizando transformações de Bogoliubov, ele encontrou que um observador distante em tempos tardios irá detectar um fluxo de partículas com um espectro térmico. Esse fluxo térmico surge por conta da formação de um horizonte de eventos devido ao colapso gravitacional do corpo. Heuristicamente, esse fluxo pode ser imaginado da seguinte forma [11, 14]. Pares de partículas/antipartículas de comprimento de onda λ são criados espontaneamente pelo vácuo quântico em torno do buraco negro. Tais pares se separam por uma distância típica $\sim \lambda$ antes de se aniquilarem. Contudo, a presença do horizonte de eventos potencialmente perturba esse processo de aniquilação; tipicamente, para $\lambda \sim M$, o tamanho do buraco negro, forças de maré intensas operam de forma a evitar a aniquilação. O resultado é que uma das partículas do par, de energia positiva, consegue escapar para o infinito, contribuindo para o fluxo de energia de Hawking, enquanto que a antipartícula correspondente, presa pelo poço de potencial profundo, atravessa o horizonte de eventos para dentro do buraco negro. Portanto, tudo acontece como se o buraco negro irradiasse quanta com comprimentos de onda da ordem de M [14].

O fluxo de energia emitido pelo buraco negro implica que sua massa decresce. Durante esse processo de evaporação do buraco negro, a gravidade superficial e a temperatura do buraco negro crescem. E qual seria o estado final da evaporação?

Este tem sido um ponto de grande controvérsia e que surgiu logo após a derivação do efeito Hawking exposta acima [33]. Essencialmente o problema é o seguinte. Considere um processo no qual um buraco negro é formado através de um processo físico e depois evapora inteiramente através da emissão de radiação Hawking. A forma detalhada da radiação seria independente do estado inicial do buraco negro e só deve depender

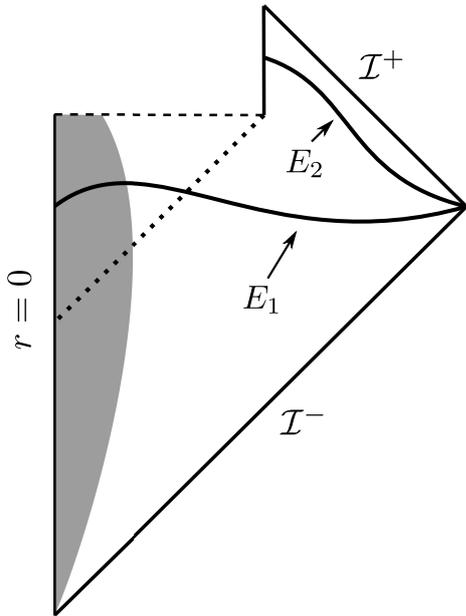


Figura 2: Diagrama de Penrose para ilustrar a perda da informação.

apenas de massa, carga elétrica e/ou momento angular do buraco negro, em conformidade com o famoso teorema da calvície. Isto é, o cálculo de Hawking sugere que as informações sobre os detalhes do estado inicial devem ser permanentemente perdidas. No entanto, isso viola um princípio fundamental da teoria quântica – o de conservação da informação. Especificamente, na Mecânica Quântica, a evolução da função de onda é determinada por um operador unitário, e a unitariedade determina que estados puros só evoluem no tempo para estados puros e não um estado misto característico da radiação Hawking. Em outras palavras, espalhamento não pode ser descrito utilizando uma matriz S tradicional nesse caso – veja a Figura 2.

Após a identificação do suposto problema, Hawking e Bekenstein desenvolveram argumentos teóricos presumivelmente convincentes que sugerem que a evaporação do buraco negro perde informações e, portanto, é inconsistente com a unitariedade. Isso leva ao paradoxo da informação. Como o paradoxo indica que princípios da mecânica quântica seriam violados pela formação e evaporação de buracos negros, Hawking classificou o paradoxo em termos de uma “quebra da previsibilidade no colapso gravitacional” [33].

Há várias formas de se abordar esse paradoxo. Um relato recente abrangente pode ser encontrado na referência [34]. Inclusive, não necessariamente esse paradoxo corresponderia a um co-

lapso sério da teoria quântica. Por exemplo, Wald e Unruh argumentam que esse não é um resultado tão incomum como parece à primeira vista [35]. Com efeito, o mesmo tipo de fenômeno pode ocorrer para um campo quântico não-massivo em um espaço-tempo plano se consideramos sua evolução temporal de uma hipersuperfície de Cauchy inicial até uma hipersuperfície final que não é uma superfície de Cauchy para o espaço-tempo de Minkowski. A consequência é a mesma discutida acima: o estado final será misto mesmo que se inicie com um estado puro. Em ambos os casos, eles argumentam, o “colapso” de uma descrição tradicional em termos de uma matriz S usual é diretamente atribuído a uma incompletude da caracterização do campo em termos de seu estado final. Em particular, em ambos os casos todas as leis de conservação locais continuarão a valer e nenhum fenômeno qualitativamente novo poderá ser percebido por qualquer família de observadores fazendo medidas sobre uma região compacta do espaço-tempo [24].

Peres e Terno também argumentam a favor de uma interpretação menos “catastrófica” da perda de informação no processo de evaporação de buracos negros [36]. Em sua essência, eles chamam atenção para o fato de que hoje se sabe que a evolução de estados puros para estados mistos é a regra geral quando uma intervenção clássica é imposta a um sistema quântico. No presente caso, o agente clássico é a própria métrica do espaço-tempo, que é emprestada da Relatividade Geral clássica. As tentativas de se introduzir uma dinâmica clássica quântica híbrida não são matematicamente inconsistentes, mas violam o princípio da correspondência e seriam fisicamente inaceitáveis [36].

Em todo caso, há diversas propostas na literatura delineadas para se resolver o paradoxo [34]. Por falta de espaço não iremos abordar todas elas; vamos discutir apenas algumas delas que julgamos serem mais pertinentes.

Uma abordagem interessante foi proposta por Susskind, Thorlacius e Uglum e é conhecida como *complementariedade de buracos negros* [37]. A ideia aqui é assumir que a informação é *tanto refletida no horizonte de eventos como também transmitida para a região interna do buraco negro, atravessando o horizonte de eventos, e não pode escapar*, mas supondo que nenhum observador pode confirmar ambas as histórias simulta-

neamente. Isso não quer dizer que existam duas cópias da informação – uma no horizonte ou fora dele, e a outra dentro do buraco negro. Em vez disso, um observador só pode detectar a informação no próprio horizonte, ou dentro dele, mas nunca os dois simultaneamente. Uma consequência dessa proposta é que radiação Hawking emitida “recentemente” deve estar emaranhada com a radiação Hawking emitida a tempos remotos, assim como também deve estar emaranhada com graus de liberdade “escondidos” atrás do horizonte [38, 39].

Contudo, apontou-se que a complementaridade de buraco negro viola a chamada monogamia do emaranhamento, que afirma que se duas entidades quânticas compartilham um grau máximo de emaranhamento, então elas não poderiam estar emaranhadas com uma terceira entidade. Para resolver esse problema, Almheiri, Marolf, Polchinski e Sully argumentam que somos eventualmente forçados a abandonar um dos três princípios: o princípio da equivalência de Einstein, a unitariedade ou a teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo. A escolha mais “conservadora” na opinião deles seria permitir violar o princípio de equivalência. Essa violação ocorre pois eles assumem que o emaranhamento existente entre a partícula que cai e a partícula que sai deve ser quebrado. Quebrar esse emaranhamento implicaria na formação de um “*firewall*” no horizonte de eventos do buraco negro, e que iria contra o fato de que queda livre é indistinguível da flutuação no espaço vazio (de acordo com o princípio de equivalência) [40]. Uma forma de se evitar a criação de um *firewall* foi proposta por Susskind e Maldacena, e vem com a denominação de “ER=EPR”, o que seria uma conjectura que afirma que duas partículas emaranhadas (EPR, Einstein-Podolski-Rosen) estariam conectadas por um buraco de minhoca (ER, ponte de Einstein-Rosen) [41].

Uma solução talvez menos exótica para o problema da perda de informação foi apresentada há pouco anos atrás por Hawking, Perry e Strominger [42]. Eles observaram que os buracos negros podem conter “cabelos suaves”. Partículas não-massivas, como fótons e grávitons, podem existir com energia arbitrariamente baixa e são chamadas de partículas suaves. A resolução proposta por eles postula que as informações sobre o estado inicial são armazenadas em tais partículas

suaves.

Em todo caso, desde a proposta de 1997 da correspondência AdS/CFT (Anti-de Sitter/Teoria de campos conforme),¹⁰ a crença predominante é que a informação é de fato preservada na evaporação do buraco negro. Por fim, resultados recentes também mostram que a entropia de emaranhamento de buracos negros realmente segue a curva de Page, indicando que a informação pode sair de dentro do buraco negro.¹¹

6 Gravitação quântica a baixas energias

Conforme salientamos anteriormente, a teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo é uma primeira abordagem ao problema da quantização das interações gravitacionais em que analisamos o problema primeiramente sob o ponto de vista de uma abordagem semiclássica – laços de grávitons são ignorados em primeira ordem na teoria de perturbação. Contudo, como pudemos ver na exposição sobre radiação Hawking acima, espera-se que efeitos quânticos da gravitação sejam importantes em diversos contextos, talvez notadamente em processos de evaporação de buracos negros.

Na verdade, a questão vai além da história dos buracos negros relatada aqui. Podemos reformular esse ponto perguntando-se se seria consistente ter tudo descrito por campos quânticos, mas ter a gravidade mantida sempre clássica. Como atualmente entendemos a teoria quântica, isso não é possível [44]. Há diversas formas de se entender esse ponto. Por exemplo, Steven Weinberg, em particular, apresentou um argumento relevante em que afirma que qualquer teoria quântica que

¹⁰A correspondência anti-de Sitter/teoria de campo conforme, descoberta por Maldacena em 1997, é uma conjectura sobre uma relação entre dois tipos de teorias físicas [43]. De um lado estão os espaços anti-de Sitter (AdS), e do outro lado da correspondência estão as teorias de campos conformes (CFT). Grande parte da utilidade da correspondência resulta do fato de ser uma dualidade forte-fraca: quando os campos da teoria quântica de campos estão interagindo fortemente, os da teoria gravitacional estão interagindo fracamente.

¹¹A entropia de emaranhamento é uma medida do grau de emaranhamento quântico entre dois subsistemas que constituem um sistema quântico composto de duas partes. A curva de Page seria a curva que deveria ser descrita pela entropia de emaranhamento associado a um buraco negro de forma a termos preservação da informação durante todo o processo de evaporação.

satisfaça a invariância de Lorentz, causalidade, simetria de cruzamento e decomposição de *cluster* será descrita por uma teoria quântica de campos [45, 46]. Ao se aplicar esse raciocínio às interações gravitacionais, chegamos inexoravelmente à conclusão de que os princípios gerais de relatividade, unitariedade e causalidade devem transformar o potencial gravitacional newtoniano em um propagador de Feynman quântico [44]. Isso significa que, em um procedimento de quantização via integrais de trajetória, não poderíamos deixar o gráviton fora das variáveis de integração, pois se o fizéssemos não obteríamos o propagador de Feynman para os grávitons – isso não permitiria a interação gravitacional de dois corpos massivos, o que ocorre devido à troca de um gráviton.

Esta conclusão também pode ser obtida de diferentes maneiras. Como um exemplo recente, os trabalhos [47, 48] mostraram que para entender de forma consistente um experimento imaginário envolvendo superposição de cargas ou massas, no eletromagnetismo ou na gravidade, é necessário levar em conta a existência de radiação - fótons ou grávitons. Existem vários argumentos anteriores que dizem que, por consistência, o potencial gravitacional também deve ser acompanhado por grávitons [49–51].

Se precisamos, por uma questão de consistência, sempre considerar a quantização das interações gravitacionais, por que não partirmos de uma teoria quântica da gravitação desde o início para, por exemplo, compreendermos o efeito Hawking? A razão para isso já foi delineada anteriormente – como a constante de acoplamento associada à quantização da Relatividade Geral possui dimensões, uma teoria de perturbação feita da forma tradicional estaria fadada ao fracasso. O termo técnico para isso é que a Relatividade Geral quântica não é uma teoria perturbativamente renormalizável – para se absorver os infinitos (associados ao comportamento da teoria em altas energias) genericamente gerados em cada ordem da teoria de perturbação, seria necessário um número infinito de contratermos e, em princípio, isso acarretaria em sérios problemas para a capacidade preditiva da teoria

Entretanto, uma teoria não-renormalizável ainda pode ser preditiva; em particular, teorias não-renormalizadas podem, apesar de tudo, ser renormalizadas [27]. Todas essas questões ficam resolvidas dentro do contexto das teorias de cam-

pos efetivas. Com efeito, a lógica da teoria de campo efetiva agora fornece o entendimento básico. As primeiras técnicas quânticas não funcionaram bem para a Relatividade Geral. No entanto, o ponto de vista moderno é adequado para a gravidade. Temos uma teoria da Relatividade Geral quântica que a trata, dentro de vários limites, como uma teoria de campo efetiva.

Nossa teoria fundamental é agora definida por uma integral de trajetória sobre os graus de liberdade dinâmicos guiados por uma lagrangiana local. Na verdade, pensamos em toda a nossa teoria central como uma teoria de campo efetiva válida a baixas energias. A partir deste ponto de vista, a Relatividade Geral também é fundamentalmente uma teoria quântica [44]. Os graus de liberdade da métrica precisam ser dinâmicos e precisam ser incluídos na integral, porque, caso contrário, não poderíamos obter a física clássica, como as ondas gravitacionais [44].

A ideia central de toda teoria de campo efetiva é que os graus de liberdade de baixa energia se organizam como campos quânticos, regidos por uma lagrangiana local, em geral contendo os chamados termos não-renormalizáveis suprimidos por potências de escala de energia grande. No entanto, pode-se fazer previsões sem o conhecimento de toda a teoria de alta energia [44].

Em resumo, chegamos em duas conclusões muito importantes. A primeira e mais relevante aqui é que afirmações de que a Relatividade Geral é inconsistente com a Mecânica Quântica estão simplesmente erradas. Técnicas modernas de teoria quântica de campos - teoria de campo efetiva - nos ajudam a extrair previsões quânticas físicas. A Relatividade Geral é uma boa teoria de campos, e produz resultados que fazem sentido para escalas de energia bem abaixo da escala de Planck. Por outro lado, a segunda questão é que nosso ponto de partida para os outros campos também aponta para a natureza quântica do gráviton. Em particular, ressaltamos que não é que tenhamos física clássica e tratemos a quantização como uma etapa extra opcional – a visão moderna é que nosso ponto de partida é quântico e que a compreensão do limite clássico é o passo extra [44].

Inclusive, em um nível mais filosófico, se quisermos reconstruir o mundo, incluindo o limite clássico, a partir do tratamento de integrais de trajetória, então os resultados clássicos precisam

estar contidos em algum lugar na expansão de diagramas de Feynman. Esse *insight* foi desenvolvido pela primeira vez em um programa de cálculo para física clássica de ondas gravitacionais por Goldberger e Rothstein [52]. Com alguns desenvolvimentos posteriores, tornou-se uma linha de pesquisa importante para a obtenção de resultados clássicos utilizando-se técnicas da teoria quântica de campos.

De fato, os métodos modernos de cálculos de amplitudes quânticas nos permitem estudar a colisão de buracos negros de Kerr na Relatividade Geral de Einstein [53–55]. Como sabemos, o teorema da calvície afirma que eles são caracterizados por apenas três parâmetros clássicos observáveis: massa, carga elétrica e momento angular. Isso sugere que um buraco negro pode ser visto como uma partícula puntiforme [56]. Por sua vez, do ponto de vista das amplitudes de espalhamento on-shell, o primeiro passo é a determinação das amplitudes envolvendo 3 partículas. Para o caso de Kerr, essa amplitude é dada pela noção de algo que chamamos de acoplamento mínimo, como esperado do teorema da calvície. Isso faz com que a partícula massiva pareça o mais elementar possível. Além disso, foi demonstrado recentemente que o potencial para buracos negros de Kerr pode ser de fato recuperado em todas as ordens a partir do acoplamento mínimo [55, 57].

O limite mais óbvio para a teoria do campo efetiva está em altas energias ou grande curvatura. Em alguma escala de energia, nosso conhecimento sobre graus de liberdade corretos ou de suas interações falha. Precisamos então de uma teoria mais completa. Ou talvez se os mesmos ingredientes permanecerem válidos, perto da escala de Planck entraríamos em um regime fortemente acoplado onde as técnicas das teorias efetivas seriam inúteis [44].

A teoria de campo efetiva deve ser boa no infravermelho, e não há indicação de que isso não seja correto [44]. No entanto, existem limitações técnicas sobre o que podemos fazer com as técnicas atuais, que se tornam mais óbvias no infravermelho extremo. Um exemplo famoso onde as expectativas das teorias efetivas não são cumpridas no infravermelho extremo é fornecido pelo problema da constante cosmológica. Comumente identificamos a constante cosmológica com a energia do vácuo quântico. Como não há uma simetria no Modelo Padrão das partículas elementares que

“proteja” a energia do vácuo, uma simples análise dimensional nos diria que a constante cosmológica deve ser da ordem da escala de Planck, o que dá cerca de 120 ordens de magnitude maior do que as observações sugerem.

Outro lugar onde se espera encontrar limites para as teorias efetivas é na física dos buracos negros. Podemos ilustrar essa questão da seguinte maneira [58]. Vamos comparar duas teorias efetivas, a teoria de Fermi para as interações fracas (que funciona bem para escalas de energia abaixo da escala fraca fornecida pela constante de acoplamento de Fermi, $G_F^{-1/2}$), e a Relatividade Geral vista como uma teoria de campos efetiva. Se considerarmos um processo de espalhamento envolvendo dois léptons¹² a energias bem menores que $G_F^{-1/2}$, podemos fazer previsões bem precisas fazendo-se cálculos com a teoria de Fermi. E de forma similar, se espalharmos duas partículas massivas a energias bem abaixo da escala de Planck, podemos calcular com alta precisão em correções gravitacionais quânticas o que acontecerá.

Por outro lado, se espalharmos nossos léptons a energias muito acima de $G_F^{-1/2}$, estaremos fora dos limites de aplicabilidade da teoria de Fermi, e ela não permitiria dizer o que se sucede nesse tipo de processo – cálculos dentro dessa teoria nesse contexto produziram resultados absurdos. Contudo, se imaginarmos a situação análoga para a gravidade – ou seja, espalhamento a energias muito mais altas que a escala de Planck – nós sabemos exatamente o que irá ocorrer: um buraco negro se formará! Este será um buraco negro “gigante” de massa muito maior que a escala de Planck, com um tempo de vida da ordem de dias. Será bem descrito pela Relatividade Geral clássica por algum tempo macroscópico e, em seguida, pela Relatividade Geral semiclássica para uma certa fração do tempo de vida completo. De fato, sabemos como descrever a evaporação quase que completamente [58].

Então algo profundamente diferente está acontecendo. O ponto-chave é que, na gravidade, o ultravioleta distante da teoria é controlado pela física infravermelha (IF) clássica. Esta é óbvia-

¹²Um lépton é uma partícula elementar de spin semi-inteiro que não experimenta a interação forte nuclear. Existem duas classes principais de léptons: léptons carregados (como o elétron, por exemplo), e léptons neutros (também conhecidos como neutrinos).

mente uma particularidade que não vemos em outras teorias efetivas. Esta não é uma ideia nova; há muito se sabe que a gravidade contém efeitos de baixa energia que não podem ser compreendidos no contexto da teoria efetiva. O fato de que os buracos negros irradiam em temperaturas inversamente proporcionais às suas massas requer algum tipo de “mistura UV/IF” na gravidade.

7 Conclusões

Nessa exposição, procuramos fazer um breve estudo sobre buracos negros, destacando os pontos principais relacionados à derivação de Hawking sobre o processo de emissão térmica por buracos negros devido à efeitos quânticos. Mostramos como esse resultado estabelece uma conexão forte entre as leis da mecânica de buracos negros e as leis da termodinâmica, uma analogia pensada muito antes da aplicação da teoria quântica aos buracos negros. Examinamos também como a descoberta de Hawking poderia criar outro problema, associado aos estágios finais da evaporação de buracos negros. Finalmente, fizemos uma ligeira digressão sobre a Relatividade Geral enquanto teoria de campo efetiva.

Ainda há muito a se entender sobre o processo de evaporação de buracos negros. Aqui uma possível observação experimental seria de grande utilidade. Para buracos negros astronômicos, isso é quase impossível – sob condições experimentalmente alcançáveis para sistemas gravitacionais, esse efeito é muito pequeno para ser observado diretamente. Contudo, foi previsto que a radiação de Hawking poderia ser estudada por analogia usando buracos negros sônicos, nos quais as perturbações sonoras são análogas à luz em um buraco negro gravitacional e o fluxo de um fluido aproximadamente perfeito é análogo à gravidade [59–62]. Observações da radiação Hawking foram relatadas, em buracos negros sônicos empregando condensados de Bose-Einstein [63–65].

O estudo de buracos negros quânticos nos revela que efeitos quânticos da gravitação durante os estágios finais do processo de evaporação de um buraco negro podem ser altamente relevantes. Conforme salientamos acima, a gravidade quântica não é opcional. Embora provavelmente não saibamos o resultado experimental tão cedo em relação às várias opções, ainda há muito a

aprender sobre a consistência e a estrutura das teorias. Mas sabemos que todas as teorias da gravidade quântica precisam ser reduzidas à teoria do campo efetiva da Relatividade Geral no limite apropriado. Essa teoria de campo efetiva fornece uma base para nossa exploração da gravitação quântica, e a física dos buracos negros certamente nos fornece uma formidável motivação científica.

Agradecimentos

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq, processo no 317548/2021-2 (G.M.), e pela Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro – FAPERJ, processo no E-26/201.142/2022 (G.M.).

Sobre os autores

Matheus S. Soares matheus.soares@if.ufrj.br é atualmente professor substituto do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro. Doutor em Física pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Física (CBPF), é especialista em teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo e gravitação clássica.

Gabriel Menezes gabrielmenezes@ufrj.br é professor do Departamento de Física da Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro. Doutor em Física pelo CBPF, fez estágio pós-doutoral na University of Massachusetts Amherst, nos Estados Unidos. É especialista em teoria quântica de campos em espaço-tempo curvo, gravitação clássica e quântica e física teórica de altas energias.

Referências

- [1] B. P. Abbott et al., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 061102 (2016). [ArXiv:1602.03837](https://arxiv.org/abs/1602.03837).
- [2] B. P. Abbott et al., *GW151226: Observation of Gravitational Waves from a 22-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(24), 241103 (2016). [ArXiv:1606.04855](https://arxiv.org/abs/1606.04855).

- [3] B. P. Abbott et al., *GW170104: Observation of a 50-Solar-Mass Binary Black Hole Coalescence at Redshift 0.2*, *Phys. Rev. Lett.* **118**(22), 221101 (2017), [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 121, 129901 (2018)]. [ArXiv:1706.01812](#).
- [4] B. P. Abbott et al., *GW170814: A Three-Detector Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Coalescence*, *Phys. Rev. Lett.* **119**(14), 141101 (2017). [ArXiv:1709.09660](#).
- [5] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**, L1 (2019). [ArXiv:1906.11238](#).
- [6] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. II. Array and Instrumentation*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L2 (2019). [ArXiv:1906.11239](#).
- [7] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. III. Data Processing and Calibration*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L3 (2019). [ArXiv:1906.11240](#).
- [8] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L4 (2019). [ArXiv:1906.11241](#).
- [9] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. V. Physical Origin of the Asymmetric Ring*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L5 (2019). [ArXiv:1906.11242](#).
- [10] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. VI. The Shadow and Mass of the Central Black Hole*, *Astrophys. J. Lett.* **875**(1), L6 (2019). [ArXiv:1906.11243](#).
- [11] J.-P. Luminet, *Black holes: A General introduction*, *Lect. Notes Phys.* **514**, 3 (1998). [ArXiv:astro-ph/9801252](#).
- [12] M. D. Kruskal, *Maximal extension of Schwarzschild metric*, *Phys. Rev.* **119**, 1743 (1960).
- [13] G. Szekeres, *On the singularities of a Riemannian manifold*, *Publicaciones Mathematicae Debrecen* **7**(1-4), 285 (1960).
- [14] N. D. Birrell e P. Davies, *Quantum fields in curved space* (Cambridge university press, 1984).
- [15] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity* (John Wiley and Sons, New York, 1972).
- [16] R. M. Wald, *General Relativity* (Chicago Univ. Pr., Chicago, USA, 1984).
- [17] M. Gasperini, *Theory of Gravitational Interactions*, UNITEXT for Physics (Springer International Publishing, Cham, 2017).
- [18] S. W. Hawking e G. F. R. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, 2011).
- [19] S. W. Hawking, *Gravitational radiation from colliding black holes*, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1344 (1971).
- [20] J. D. Bekenstein, *Black holes and entropy*, *Phys. Rev. D* **7**, 2333 (1973).
- [21] S. W. Hawking, *Particle creation by black holes*, *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [22] S. A. Fulling, *Aspects of Quantum Field Theory in Curved Space-Time*, London Mathematical Society Student Texts (Cambridge University Press, 1989).
- [23] L. E. Parker e D. Toms, *Quantum Field Theory in Curved Spacetime* (Cambridge University Press, 2009).
- [24] R. M. Wald, *Quantum Field Theory in Curved Space-Time and Black Hole Thermodynamics*, Chicago Lectures in Physics (University of Chicago Press, Chicago, IL, 1995).
- [25] M. E. Peskin e D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory* (Addison-Wesley, Reading, 1995).
- [26] M. Srednicki, *Quantum field theory* (Cambridge University Press, 2007).
- [27] M. D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model* (Cambridge University Press, 2014).

- [28] W. Rindler, *Kruskal space and the uniformly accelerated frame*, *American Journal of Physics* **34**(12), 1174 (1966).
- [29] P. C. W. Davies, *Scalar particle production in Schwarzschild and Rindler metrics*, *J. Phys. A* **8**, 609 (1975).
- [30] W. G. Unruh e R. M. Wald, *What happens when an accelerating observer detects a Rindler particle*, *Phys. Rev. D* **29**(6), 1047 (1984).
- [31] L. C. B. Crispino, A. Higuchi e G. E. A. Matsas, *The Unruh effect and its applications*, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 787 (2008). [ArXiv:0710.5373](#).
- [32] M. S. Soares et al., *Uniformly accelerated quantum counting detector in Minkowski and Fulling vacuum states*, *Phys. Rev. A* **103**(4), 042225 (2021). [ArXiv:2009.03970](#).
- [33] S. W. Hawking, *Breakdown of Predictability in Gravitational Collapse*, *Phys. Rev. D* **14**, 2460 (1976).
- [34] S. Raju, *Lessons from the information paradox*, *Phys. Rept.* **943**, 1 (2022). [ArXiv:2012.05770](#).
- [35] W. G. Unruh e R. M. Wald, *Information Loss*, *Rept. Prog. Phys.* **80**(9), 092002 (2017). [ArXiv:1703.02140](#).
- [36] A. Peres e D. R. Terno, *Quantum information and relativity theory*, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 93 (2004). [ArXiv:quant-ph/0212023](#).
- [37] L. Susskind, L. Thorlacius e J. Uglum, *The Stretched horizon and black hole complementarity*, *Phys. Rev. D* **48**, 3743 (1993). [ArXiv:hep-th/9306069](#).
- [38] D. N. Page, *Information in black hole radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3743 (1993). [ArXiv:hep-th/9306083](#).
- [39] D. N. Page, *Average entropy of a subsystem*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1291 (1993). [ArXiv:gr-qc/9305007](#).
- [40] A. Almheiri et al., *Black Holes: Complementarity or Firewalls?*, *JHEP* **02**, 062 (2013). [ArXiv:1207.3123](#).
- [41] J. Maldacena e L. Susskind, *Cool horizons for entangled black holes*, *Fortsch. Phys.* **61**, 781 (2013). [ArXiv:1306.0533](#).
- [42] S. W. Hawking, M. J. Perry e A. Strominger, *Soft Hair on Black Holes*, *Phys. Rev. Lett.* **116**(23), 231301 (2016). [ArXiv:1601.00921](#).
- [43] O. Aharony et al., *Large N field theories, string theory and gravity*, *Phys. Rept.* **323**, 183 (2000). [ArXiv:hep-th/9905111](#).
- [44] J. F. Donoghue, *Quantum General Relativity and Effective Field Theory* (2022). [ArXiv:2211.09902](#).
- [45] S. Weinberg, *Effective field theory, past and future*, *Int. J. Mod. Phys. A* **31**(06), 1630007 (2016).
- [46] S. Weinberg, *On the Development of Effective Field Theory*, *Eur. Phys. J. H* **46**(1), 6 (2021). [ArXiv:2101.04241](#).
- [47] A. Belenchia et al., *Quantum Superposition of Massive Objects and the Quantization of Gravity*, *Phys. Rev. D* **98**(12), 126009 (2018). [ArXiv:1807.07015](#).
- [48] D. L. Danielson, G. Satishchandran e R. M. Wald, *Gravitationally mediated entanglement: Newtonian field versus gravitons*, *Phys. Rev. D* **105**(8), 086001 (2022). [ArXiv:2112.10798](#).
- [49] D. N. Page e C. D. Geilker, *Indirect Evidence for Quantum Gravity*, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 979 (1981).
- [50] S. Carlip, *Is Quantum Gravity Necessary?*, *Class. Quant. Grav.* **25**, 154010 (2008). [ArXiv:0803.3456](#).
- [51] S. M. Giampaolo e T. Macrì, *Entanglement, holonomic constraints, and the quantization of fundamental interactions*, *Sci. Rep.* **9**(1), 11362 (2019). [ArXiv:1806.08383](#).
- [52] W. D. Goldberger e I. Z. Rothstein, *An Effective field theory of gravity for extended objects*, *Phys. Rev. D* **73**, 104029 (2006). [ArXiv:hep-th/0409156](#).
- [53] G. Menezes e M. Sergola, *NLO deflections for spinning particles and Kerr black holes*, *JHEP* **10**, 105 (2022). [ArXiv:2205.11701](#).

- [54] Z. Bern et al., *Spinning black hole binary dynamics, scattering amplitudes, and effective field theory*, *Phys. Rev. D* **104**(6), 065014 (2021). [ArXiv:2005.03071](#).
- [55] M.-Z. Chung et al., *The simplest massive S-matrix: from minimal coupling to Black Holes*, *JHEP* **04**, 156 (2019). [ArXiv:1812.08752](#).
- [56] N. Arkani-Hamed, Y.-t. Huang e D. O'Connell, *Kerr black holes as elementary particles*, *JHEP* **01**, 046 (2020). [ArXiv:1906.10100](#).
- [57] A. Guevara, A. Ochirov e J. Vines, *Scattering of Spinning Black Holes from Exponentiated Soft Factors*, *JHEP* **09**, 056 (2019). [ArXiv:1812.06895](#).
- [58] S. Koren, *The Hierarchy Problem: From the Fundamentals to the Frontiers*, Tese de Doutorado, UC, Santa Barbara (2020). [ArXiv:2009.11870](#).
- [59] C. Barcelo, S. Liberati e M. Visser, *Analogous gravity*, *Living Rev. Rel.* **8**, 12 (2005). [ArXiv:gr-qc/0505065](#).
- [60] D. Faccio et al. (eds.), *Analogous Gravity Phenomenology*, vol. 870 (Springer International Publishing, 2013).
- [61] M. Novello, M. Visser e G. Volovik (eds.), *Artificial black holes* (World Scientific, 2002).
- [62] W. G. Unruh e R. Schützhold (eds.), *Quantum Analogues: From Phase Transitions to Black Holes and Cosmology* (Springer Berlin, Heidelberg, 2010).
- [63] J. Steinhauer, *Observation of quantum Hawking radiation and its entanglement in an analogous black hole*, *Nature Physics* **12**(10), 959 (2016).
- [64] J. R. Muñoz de Nova et al., *Observation of thermal Hawking radiation and its temperature in an analogous black hole*, *Nature* **569**(7758), 688 (2019).
- [65] V. I. Kolobov et al., *Observation of stationary spontaneous Hawking radiation and the time evolution of an analogous black hole*, *Nature Physics* **17**(3), 362 (2021).