

# Um prêmio Nobel para os Buracos Negros

Carlos A. R. Herdeiro

Dept. Matemática e CIDMA, Universidade de Aveiro

## Resumo

O prêmio Nobel da Física 2020 foi concedido (1/2) a Roger Penrose, “pela descoberta de que a formação de buracos negros é uma previsão robusta da teoria da relatividade geral” e a Reinhard Genzel e Andrea Ghez (1/4 a cada), “pela descoberta de um objeto compacto supermassivo no centro de nossa galáxia” [1]. Este é um prêmio Nobel para a ciência, ou seja, para a (astro)física e matemática, dos buracos negros. Após um século de debate sobre estes fascinantes e intrigantes objetos, o conservador comité Nobel dá o seu selo de credibilidade ao “buraco negro” como um objeto físico e não apenas uma especulação teórica. Neste artigo, apresentarei alguns destaques, principalmente numa perspectiva histórica, tanto da teoria quanto das evidências observacionais dos buracos negros, enfatizando as contribuições de Penrose, Ghez e Genzel.



## 1 - Teoria

Os buracos negros (BN), conforme entendidos presentemente, surgem apenas na gravitação relativista. Contudo, existe um conceito predecessor na gravitação newtoniana (embora fundamentalmente diferente como veremos mais adiante). Este é o conceito de estrela escura, que foi introduzido por John Michell em 1784 [2]. Michell raciocinou que se a luz fosse feita de pequenas partículas - como Isaac Newton havia proposto - essas partículas deveriam sentir a força da gravidade. Assim, estrelas com uma velocidade de escape maior do que a velocidade da luz seriam invisíveis para um observador suficientemente distante. É simples calcular, na teoria newtoniana, a relação entre a massa  $M$  e o raio  $r$  de um corpo esférico com velocidade de escape igual à da luz, obtendo-se

$$r = \frac{2GM}{c^2} \quad (1)$$

onde  $G$  é a constante de Newton e  $c$  a velocidade da luz. Para a massa do Sol, obtém-se um raio de cerca de 3 km, que é realmente muito compacto. Ainda assim, Michell escreveu [2] “se por acaso qualquer outro corpo luminoso girar em torno [de uma estrela escura], talvez ainda possamos, a partir dos movimentos desses corpos [luminosos], inferir a existência dos centrais com algum grau de probabilidade”. Metade do prêmio Nobel deste ano foi justamente devido a este tipo de observação, por isso mesmo, visionária.

O conceito moderno de BN, contudo, encontra sua arena apenas na Relatividade Geral (RG), apresentada em sua forma final em novembro de 1915 por Albert Einstein [3]. Esta é uma formulação conceitualmente nova da gravitação, baseada na geometria pseudo-riemanniana e representando as forças gravitacionais (de maré) pela curvatura de uma variedade do espaço-tempo que, por sua vez, é determinada pelo conteúdo de matéria-energia do Universo, por meio das equações de campo de Einstein que têm a seguinte forma:

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2)$$

De uma forma poética, citando John Wheeler [4], a RG pode ser sintetizada no seguinte chavão: “a matéria diz ao espaço como se curvar e o espaço diz à matéria como se mover”. Assim, o espaço-tempo encurva o movimento da luz, por exemplo, e introduz novos efeitos nas órbitas dos planetas, inexplicáveis pela teoria de Newton, fenómenos que foram os testes originais da RG. Mas o tempo também é “encurvado”, o que significa que o seu fluir depende da intensidade gravitacional e do movimento/posição do observador. Por exemplo, um observador num campo gravitacional mais fraco perceberá um fluir do tempo mais lento para fenómenos a decorrer num

campo gravitacional mais forte: um fenômeno familiar torna-se mais lento. Mas se o observador está no campo gravitacional mais forte, o fenômeno familiar permanece familiar, enquanto que o fluir do tempo parecerá mais rápido no campo gravitacional mais fraco.

O fenômeno de abrandamento do fluir do tempo (ou desvio para o vermelho gravitacional) torna-se particularmente importante na vizinhança de um BN. Esta é uma previsão da primeira solução teórica da RG [isto é das equações (2)] que descreve estes objetos, encontrada por Karl Schwarzschild em 1915 e publicada no início de 1916 [5]. Esclareça-se, no entanto, que uma compreensão global desta solução e a sua rotulagem como “BN” teria ainda de esperar meio século. Aqui está o que um teórico chama de BN:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (3)$$

Esta equação é uma “métrica”, ou elemento de linha, que descreve uma geometria do espaço-tempo com certas propriedades. Observa-se, nesta equação, um elemento de linha quadridimensional: há uma coordenada de tempo ( $t$ ), uma coordenada radial ( $r$ ) e duas coordenadas angulares esféricas. Existe um parâmetro ( $M$ ) que é interpretado como a massa que está a curvar este espaço-tempo. Se  $M = 0$ , obtém-se o espaço-tempo de Minkowski, que é plano, com a sua parte espacial em coordenadas esféricas. Quando  $r$  é “grande”, também se recupera o espaço-tempo plano, indicando que esta métrica descreve um objeto localizado. Esta solução das equações de Einstein (2) é chamada de métrica de Schwarzschild ou BN de Schwarzschild, embora estas coordenadas tenham sido introduzidas num artigo posterior de Johannes Droste [6], um aluno de H. A. Lorentz.

Interpretar a geometria (3), contudo, esteve longe de ser trivial, nos primeiros tempos da RG. No início dos anos 1920, por exemplo, o matemático e político francês Paul Painlevé [7], e o oculista sueco Allvar Gullstrand [8], independentemente, encontraram o que acreditavam ser uma nova solução das equações de Einstein (2). Mas em 1933 o padre e cosmólogo belga George Lemaitre provou que a “nova” métrica era simplesmente a métrica de Schwarzschild (3) em coordenadas diferentes [9].

Uma das fontes de debate relativamente à geometria (3) foi: o que acontece no raio de Schwarzschild? O raio de Schwarzschild é dado pela equação (1); ou seja, é precisamente o raio de uma massa esférica para a qual a velocidade de escape é a velocidade da luz, na teoria newtoniana. No raio de Schwarzschild, na métrica de Schwarzschild (3), existem comportamentos estranhos: o coeficiente tempo-tempo da métrica anula-se; e o coeficiente radial-radial diverge. Consequentemente, este raio começou a ser chamado de singularidade de Schwarzschild, tendo sido incompreendido por muitos, incluindo pelo próprio Einstein. Num artigo de 1939 [10], Einstein investiga se o raio de Schwarzschild pode ser físico. Ele observa, por exemplo, (i) que um relógio mantido neste lugar [ou seja, no raio de Schwarzschild] iria fluir a uma taxa nula; ou seja, o tempo pára no raio de Schwarzschild, visto por um observador externo e (ii) que nenhuma partícula material tem órbitas circulares até aquele raio. Tais compor-

tamentos levaram Einstein a concluir que este raio não é físico. Este artigo é a razão pela qual é frequentemente dito que Einstein foi céptico relativamente ao conceito de BN. Contudo, neste caso, o grande físico esteve errado, porque sua lógica foi falaciosa.

Num artigo do mesmo ano, o físico americano Robert Oppenheimer e o seu aluno Hartland Snyder entenderam corretamente o raio de Schwarzschild [11]. Estudando o colapso de uma nuvem esférica de matéria, observaram que “o tempo total de colapso medido por um observado co-móvel com a nuvem é finito”. Ou seja, para estes observadores nada de especial acontece ao seu tempo quando passam pelo raio de Schwarzschild, o que mostra que não é singular. Além disso, pela primeira vez, os autores compreenderam que o raio de Schwarzschild é o que chamamos de horizonte de eventos (embora sem usar este termo) ao afirmarem que “a estrela, portanto, tende a fechar-se de qualquer comunicação com um observador distante; apenas o seu campo gravitacional persiste.” Observamos a gênese da ideia de “região do espaço-tempo aprisionada” e, portanto, do conceito moderno de BN, que é fundamentalmente diferente da estrela escura newtoniana: a região do BN é totalmente incapaz de comunicar com o exterior, e não “apenas” incapaz de enviar informações que cheguem ao infinito.

Uma hipótese fundamental do cálculo de Oppenheimer-Snyder foi o de uma simetria perfeitamente esférica durante o colapso da nuvem de matéria. Um resultado anterior em RG, conhecido como teorema de Birkhoff [12], mostrou que a métrica de Schwarzschild (3) é a única solução das equações de Einstein (2) no vácuo (ou seja, sem qualquer matéria), se assumirmos simetria esférica. Isto significa que fora da estrela em colapso de Oppenheimer-Snyder, a métrica é exatamente a de Schwarzschild e, como a estrela colapsa completamente, o espaço-tempo de Schwarzschild deve ser o ponto final do colapso. Mas na métrica de Schwarzschild, há uma singularidade física verdadeira em  $r = 0$ , onde a curvatura explode. Assim, o colapso gravitacional esférico cria uma região do espaço-tempo aprisionada em que se esconde uma singularidade de curvatura. Ora, as singularidades são indicadores das limitações de uma teoria física; será, então, isso por causa da simetria esférica? Sem esta hipótese poderia o ponto final do colapso gravitacional ser algo totalmente diferente? Afinal, se o sistema não fosse esféricamente simétrico, como poderia a matéria em queda livre concentrar-se num único ponto e criar uma singularidade? Sem a hipótese de simetria esférica, poderia o colapso inclusivé falhar e a matéria ressaltar para fora?

A poeira sobre estas e outras questões apenas começou a assentar na década de 1960, numa época chamada de renascimento da RG. Após duas décadas (1940 e 1950) de atividade lenta, este

renascimento foi motivado por desenvolvimentos observacionais de que falaremos mais tarde. E o progresso veio em duas frentes: no estudo de soluções exatas (como a solução de Schwarzschild) nas quais a maior parte da compreensão dos fenômenos de campo forte tinha sido baseada, até então; e no desenvolvimento de novas técnicas que não usavam soluções exatas para lidar com fenômenos de campo forte. E a contribuição de Penrose cai nesta segunda classe.

Motivado pela recente descoberta dos quasares (discutidos na seção 2), Penrose começou a analisar o colapso gravitacional sem a hipótese de qualquer simetria [13], assumindo apenas que a matéria em colapso era razoável (tinha uma densidade de energia positiva). Para tanto, inventou uma maneira de definir uma região de BN e uma singularidade sem fazer uso de soluções exatas, o que exigia novos métodos matemáticos e o uso de topologia. O conceito chave que Penrose introduziu para definir uma região de BN foi o de superfície aprisionada.

Consideremos uma superfície bidimensional fechada (topologicamente uma esfera, mas não precisa ser redonda) emitindo luz “para fora”, com os raios de luz ortogonais à superfície. Para uma superfície no espaço-tempo plano, os raios de luz direcionados para fora divergem, isto é a frente de onda expande. Mas num espaço-tempo curvo, pode acontecer que a frente de onda contraia. Quando isso ocorre, temos uma “superfície aprisionada”: uma superfície bidimensional fechada com a propriedade de que todos os raios de luz ortogonais à superfície convergem quando traçados para o futuro. O caso limite é quando a expansão da frente de onda é nula, denominando-se essa superfície por marginalmente aprisionada. Para um BN em equilíbrio esta última superfície coincide, em geral, com o horizonte de eventos do BN, ou seja com a sua fronteira virtual (mais precisamente, as seções espaciais do horizonte de eventos coincidem com a superfície marginalmente aprisionada mais exterior).

Penrose estabeleceu outro resultado que é uma consequência ainda mais dramática de tais superfícies aprisionadas: após a formação de uma tal superfície é impossível, dentro da teoria da RG e com uma densidade de energia positiva, evitar o colapso para uma singularidade. Isto é esboçado na famosa figura (figura 1), que apareceu pela primeira vez (numa outra versão) no artigo de Penrose de 1965. Para estabelecer a existência de uma singularidade, Penrose introduziu o conceito de incompletude geodésica: mostrou que geodésicas focam num tempo próprio (ou parâmetro afim) finito, o que implica uma singularidade.

Assim, Penrose mostra que se pode definir uma região aprisionada (ou região de BN) sem recorrer a nenhuma simetria, e além disso que a formação da região de BN implica a formação de uma singularidade no seu interior. Estes resultados mostram que os BN são um conceito robusto e a existência de singularidades é uma propriedade genérica e geraram uma enorme quantidade

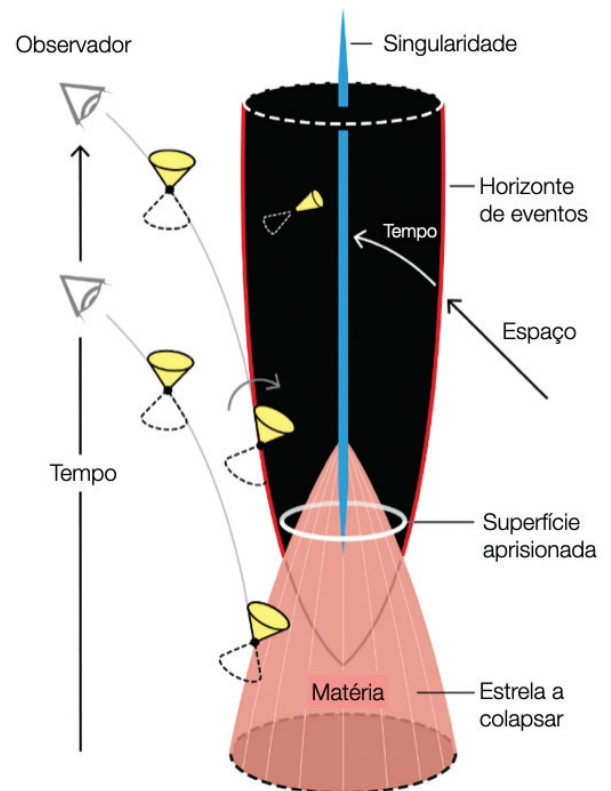


Figura 1 - Adaptada de [14]

de de trabalho desde então. Adicionalmente, as técnicas de Penrose puderam ser generalizadas para o Universo como um todo, mostrando que a singularidade do Big Bang necessariamente existe no passado em RG, nos modelos de expansão do Universo, a menos que alguma estranha matéria-energia comece a dominar no Universo primordial. Este é o teorema da singularidade de Hawking-Penrose, estabelecido alguns anos depois, em 1970 [15].

Na frente das soluções exatas, por outro lado, uma compreensão plena da solução de Schwarzschild só foi alcançada no final dos anos 1950 com o trabalho de D. Finkelstein [16], culminando em 1960 com o trabalho de M. Kruskal [17] e G. Szekers [18]. Estes trabalhos mostraram que a solução Schwarzschild tem mais regiões do que a região externa e a região de BN, resultando na extensão analítica máxima do espaço-tempo. Todas as regiões presentes são elegantemente visualizadas através de uma técnica introduzida (novamente) por Penrose, em 1963 [19], chamada de compactação conforme, que permite visualizar a estrutura causal do espaço-tempo de forma compacta. A figura 2 (esquerda) [20] é o diagrama de espaço-tempo de Penrose da solução (eterna) de Schwarzschild, onde vemos que ela não tem apenas a região externa inicial e a região do BN; tem também duas novas regiões: o reverso temporal da região do BN (chamada de região de buraco branco) e outro Universo. Estas duas novas regiões,

embora inspiradoras de fascinantes ideias de ficção científica, são, no entanto, uma abstração de um BN que sempre existiu. Para um BN astrofisicamente realista, formado a partir do colapso gravitacional, apenas a região inicial e a região do BN devem estar presentes - figura 2 (direita).

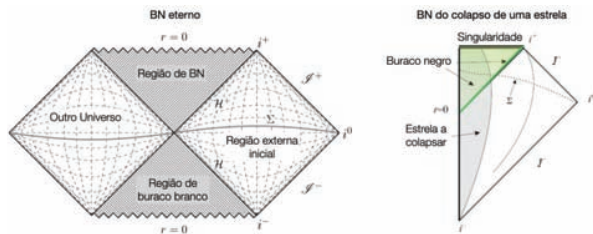


Figura 2 - Adaptada de [21]

A solução de BN mais importante foi encontrada no mesmo ano (1963) e, novamente, teve uma contribuição indireta de Penrose, devido ao desenvolvimento do chamado formalismo de Newman-Penrose [22]. O BN de Kerr foi descoberto por Roy Kerr da Nova Zelândia, e representa um BN em rotação que, para além da massa  $M$ , é definido por um segundo parâmetro, o momento angular,  $J$ . Para  $J = 0$ , o BN de Kerr reduz-se à solução de Schwarzschild. A geometria Kerr é um espaço-tempo consideravelmente mais complexo do que o de Schwarzschild, com propriedades notáveis. A verdadeira importância da métrica de Kerr, contudo, apenas se tornou clara com um teorema matemático de Brandon Carter, de 1970 [23], que estabelece que a métrica de Kerr representa “o”, e não apenas “algum” possível BN. Assim, no vácuo, depois de toda a matéria ter sido absorvida pelo BN, ou espalhada, qualquer BN tem apenas dois graus de liberdade. Este resultado foi refinado no chamado teorema da unicidade de Carter-Robinson [24] e levou John Wheeler e Remo Ruffini, em 1971 [25], a cunhar a expressão que um BN não tem “cabelo”. Este chavão pretende traduzir a ideia de que independentemente do que entrou no BN, do tipo de estrela de onde se originou, o ponto de equilíbrio da evolução é a métrica de Kerr, com apenas dois graus de liberdade macroscópicos, a massa e o momento angular. “Cabelo”, neste contexto, é uma metáfora para mais graus de liberdade, maior diversidade, que não está presente.

A ideia de que os BN não têm “cabelo” é motivada pelos teoremas da unicidade, mas é mais ambiciosa, porque visa aplicar-se a qualquer matéria-energia existente e que possa formar um BN. Esta ideia, se verdadeira, indica que os BN são realmente objetos muito especiais na Natureza. Duas estrelas com os mesmos  $M$ ,  $J$  podem ser muito diferentes, porque estas quantidades se podem distribuir de um modo diferente na estrela; logo, as estrelas podem ter um quadrupolo de massa diferente, etc. Mas dois BN com os mesmos  $M$ ,  $J$  devem ser exatamente iguais, algo único para objetos macroscópicos. Neste sentido, os BN são átomos gravitacionais. Esta conjectura

é chamada de hipótese Kerr e é uma das características de gravidade forte que a comunidade está a tentar testar com as novas observações discutidas na secção 2.

Antes de passar para as evidências observacionais dos BN, menciono uma curiosidade histórica. Até o final da década de 1960, o termo BN não era usado em artigos científicos. Na sua autobiografia científica [4], Wheeler conta uma história de como o termo surgiu. Wheeler conta que, no final de 1967, deu uma palestra em Nova York sobre os (na altura) recém-descobertos pulsares. A sua verdadeira natureza ainda estava em discussão, na época, e considerava-se a possibilidade de serem “objetos completamente colapsados gravitacionalmente” (ou seja, BN). Então, durante a palestra Wheeler continuou repetindo esta longa expressão até que, nalgum momento, observou que era necessária uma frase descritiva mais curta. De acordo com o relato de Wheeler, alguém na platéia (que Wheeler não identifica, nem diz se identificou) perguntou então “Que tal buraco negro?”. Wheeler relata que gostou do termo e, seguidamente, usou-o na redação da sua palestra, publicada em 1968 [26], introduzindo o termo na gíria científica e iniciando o seu amplo uso. Esta é uma “estória” caricata. De facto, é apenas a narrativa que Wheeler decidiu contar, porque há outra história. E esta outra história foi contada aqui, na Gazeta de Física [27], num artigo que o comité Nobel citou no documento da fundamentação científica do Nobel da Física 2020 [28].

## 2 - Evidência Observacional

Os BN admitem uma dualidade de perspectivas. Por um lado, são soluções matemáticas da RG como discutimos na secção anterior. Por outro lado, observações sugerem que eles realmente ocorrem no cosmos num amplo intervalo de massas [29]. Historicamente, os candidatos a BN astrofísicos surgiram como fontes de rádio, por exemplo Cisne A, identificado em 1939, ou fontes de raios-X, por exemplo Cisne X1, identificado em 1964. Entre as fontes de rádio, a descoberta de objetos quase-estelares, abreviados de quasares, teve uma grande influência. Estas fontes compactas foram identificadas pela primeira vez em varrimentos de todo o céu, no final da década de 1950, sem contrapartes ópticas. No início dos anos 1960, porém, foram encontrados objetos ópticos associados a estas fontes. Um marco foi alcançado quando Maarten Schmidt identificou o quasar QSO 3C 273 como sendo uma fonte extragaláctica, com linhas espectrais proeminentes, indicando um desvio para o vermelho de  $z = 0,158$  [30]. Este resultado foi surpreendente, pois a grande distância (cerca de 760 Mpc) implicava uma luminosidade para o quasar de cerca de mil vezes maior do que a de toda a nossa galáxia. Começou a ser especulado que os motores por trás destes “Núcleos Galácticos Ativos” (ou AGN, acrónimo anglo-

saxónico) seriam BN. Muito trabalho teórico, incluindo o de Penrose [13], foi motivado por esta descoberta.

Atualmente, é amplamente consensual que as AGN são alimentadas por BN supermassivos, sobre os quais falaremos mais adiante. Mas na década de 1960 uma classe diferente de BN também começou a ser revelada. Estes são BN de “massa estelar”, ou seja, BN com massas comparáveis às das estrelas, e que devem originar, principalmente, do colapso gravitacional direto de estrelas suficientemente pesadas. A evidência para “BN de massa estelar” foi inicialmente coletada no canal eletromagnético, começando com a descoberta de Cisne X1, uma intensa fonte de raios-X na constelação do Cisne. Note-se que os raios X são bloqueados pela atmosfera da Terra e estas fontes apenas começaram a ser identificadas no pós-segunda guerra mundial, enviando instrumentos em balões ou foguetes para a alta atmosfera.

Posteriormente, entendeu-se que a fonte Cisne X1 está associada a um sistema binário, composto por uma estrela supergigante azul (HDE 226868) e um companheiro compacto [29]. A emissão de raios-X vem da matéria acelerada da estrela em direção ao companheiro, formando um disco de acreção. Como curiosidade, em 1974 Stephen Hawking e Kip Thorne fizeram uma aposta sobre a natureza do companheiro, com Thorne defendendo que era um BN e Hawking que não. Hawking concedeu a aposta em 1990 [31]. Presentemente, o companheiro é aceite como um BN com cerca de 15 massas solares [32] e rodando a cerca de 90 % do máximo permitido para um BN de Kerr [33].

Existem algumas dezenas de sistemas binários semelhantes a Cisne X1 identificados na nossa galáxia, interpretados como um BN rodeado por um disco de acreção que emite raios-X devido à acreção de material de uma estrela companheira [29]. Uma questão interessante é como usarmos a radiação de raios-X para extrair propriedades detalhadas do BN. Em princípio, as assinaturas eletromagnéticas permitem inferir as propriedades do BN, mas existe a questão da modelação do disco de acreção que introduz incertezas. Uma técnica é o método da linha K-alpha do ferro: analisando esta linha espectral, que no laboratório tem uma energia bem definida (cerca de 6,4 keV), mas que num binário se apresenta alargada e enviesada devido a efeitos relativistas, como o desvio Doppler e o desvio para o vermelho gravitacional, permite estudar a geometria na vizinhança do BN e restringir os seus parâmetros [34].

A segunda classe de BN sobre a qual temos evidências astrofísicas é a classe dos BN “supermassivos”. Estes são BN com  $10^5$  a  $10^{10}$  massas solares. Acredita-se que BN desta classe existem no centro da maioria das galáxias. A evidência tradicional vem de observações de AGN, como mencionado anteriormente. Outra evidência vem da observação do movimento das estrelas ao redor do BN supermassivo que se acredita existir no centro da Via Láctea, onde uma fonte de rádio compacta chamada Sagitário A\* foi identificada em 1974 [35]. O centro galáctico não pode ser visto na parte óptica do espectro, devido à absorção dessa luz por gás e poeiras. Mas pode ser visto usando observações na banda do infravermelho. Usando esta banda e uma técnica chamada óptica adaptativa, algumas estrelas foram monitoradas

desde 1992 por dois grupos concorrentes: o UCLA Galactic Center Group [36] liderado por Andrea Ghez e um grupo do Max Planck Institute para a física extraterrestre [37], liderado por Reinhard Genzel. Em particular, a estrela identificada mais próxima do centro galáctico, chamada S2 (imagem da figura 3), já foi vista ao longo de mais de uma órbita completa, que demora cerca de 16 anos. Por comparação, estima-se que o sistema solar demora cerca de 250 milhões de anos a orbitar o centro galáctico.

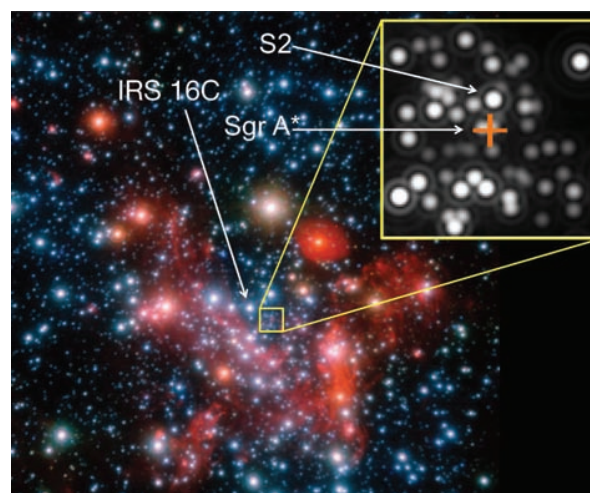


Figura 3 - Adaptada de [38]

Do movimento das estrelas, estima-se uma massa para o objeto central de cerca de 4 milhões de massas solares [39]. O periastro de S2 fornece também um limite (embora fraco) para o tamanho do objeto central [40]. Uma restrição mais estrita vem de considerar a variabilidade da fonte. O grupo de Ghez teve uma vantagem sobre o grupo europeu durante algum tempo, devido a um melhor equipamento: o acesso ao telescópio Keck de 10 m, no Havaí. Mas com o acesso ao *Very Large Telescope* do ESO, no Chile, e com o introdução do instrumento Gravity [41], o grupo europeu produziu alguns dos resultados mais interessantes recentes: em 2018 determinou que a órbita de S2 é não-kepleriana, devido a efeitos relativistas, medindo em particular o desvio para o vermelho gravitacional [42]; e em 2020 reportou a precessão de Schwarzschild para a órbita de S2 [43]. Embora estes resultados sejam espetaculares, não sondam a região de gravidade muito forte, porque o periastro de S2 ainda está em cerca de 1000 raios de Schwarzschild do centro orbital. Complementarmente, têm sido observados “pontos quentes” (hot spots) numa região mais central, que se julga serem estrelas a serem rasgadas pelas enormes forças de maré, mas estas deteções não contemplam órbitas suficientemente longas bem definidas [44]. De salientar que há vários investigadores portugueses membros da colaboração europeia, que contribuíram para os resultados [42,43,44].

Assim, as observações atuais estabelecem a existência de um objeto central, supermassivo e muito com-

pacto, amplamente aceite como sendo um BN supermassivo. A redundância de ter dois grupos diferentes com resultados concordantes foi provavelmente importante para a escolha, pelo sempre cauteloso comitê do Nobel, destas observações do centro galáctico como sendo a evidência observacional para os BN, embora a citação do comitê seja “para a descoberta de um objeto compacto supermassivo no centro da nossa galáxia”, não indicando explicitamente BN. Mas, provavelmente, igualmente importante para a atribuição deste prêmio Nobel, foram as duas outras descobertas observacionais recentes que sustentam a existência de BN no Universo.

Em primeiro lugar, a detecção de ondas gravitacionais pela colaboração LIGO-Virgo abriu um novo canal de evidência para a existência de BN, que está a dar-nos informações sem precedentes sobre as populações e propriedades dos BN. Desde a primeira detecção em 2015, o célebre GW150914 [45], as duas primeiras sessões de observação fizeram mais 10 detecções [46], uma das quais o também famoso GW170817 [47]: a colisão de duas estrelas de neutrões, observada também através do espectro eletromagnético, inicialmente detetada como uma explosão de raios gama. E a terceira época de observação, que foi encerrada prematuramente devido à pandemia, foi anunciada recentemente ter 39 novos candidatos apenas da sua primeira parte, a uma taxa de 1,5 eventos por semana, incluindo 4 detecções confirmadas [48]. A maioria destes eventos é interpretada como fusões de BN. As detecções de ondas gravitacionais estiveram na origem do prêmio Nobel de Física de 2017 [49].

Em segundo lugar, noutra desenvolvimento espetacular, observações usando interferometria com base muito larga forneceram, pela colaboração Event Horizon Telescope [50], a primeira imagem de um BN resolvendo a estrutura na escala do horizonte de eventos [51]. A imagem tornou-se icónica. Observa-se um anel de emissão brilhante e uma região central mais escura, batizada de sombra do BN [52]. O BN observado é realmente supermassivo, com cerca de 6 mil milhões de massas solares, no centro da galáxia elíptica gigante M87.

### 3 - Conclusões

O futuro próximo é extremamente promissor relativamente à perspetiva de compreender melhor os BN. Dados observacionais com detalhes e precisão sem precedentes, que permitirão testar a verdadeira natureza destes objetos, estão ao virar da esquina. Somos testemunhas da alvorada da era da (astro) física de precisão de BN. Nunca houve, por isso, melhor altura para estudar estes objetos, com uma longa história, cheia de ceticismo e desafios. E nos detalhes, em pequenos desvios relativamente ao esperado, podem esconder-se enormes oportunidades e revoluções no nosso entendimento do Universo. De facto, a história da física e da ciência é pródiga

em exemplos de pequenos desvios que introduziram grandes revoluções, como os “pequenos” problemas do éter, da radiação do corpo negro, do avanço anómalo do periélio de Mercúrio ou do desvio de Lamb.

É, pois, oportuno abordar algumas questões centrais, relacionadas com os objetos mais compactos do Universo, tais como: Quais são as populações de BNs no Universo? Os BNs astrofísicos são (todos) realmente descritos pelo modelo canónico da RG, isto é, pela métrica de Kerr? Os BNs astrofísicos podem dar-nos pistas sobre nova física, para além da RG ou do modelo padrão da física de partículas? Há espaço ou necessidade para invocar a existência de objetos compactos exóticos (diferentes de BNs)?

O esclarecimento destas questões poderá até iluminar outras questões-chaves em Gravitação/Cosmologia: em particular qual é a natureza da matéria escura e da energia escura. Avizinhame-se, pois, tempos (ainda mais) excitantes, nesta área científica.

#### Bibliografia

- [1] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2020/summary/>
- [2] J. Michell, VII. *On the means of discovering the distance, magnitude, &c. of the fixed stars, in consequence of the diminution of the velocity of their light, in case such a diminution should be found to take place in any of them, and such other data should be procured from observations, as would be farther necessary for that purpose*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **74** (1784) 35-57
- [3] A. Einstein, *Die Feldgleichungen der Gravitation*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), (1915) 844-847
- [4] J. Wheeler, *Geons, black holes and quantum foam: a life in physics*, North & Company, 1998
- [5] K. Schwarzschild, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie*, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften, (1916) 189
- [6] J. Droste, *Field of a single center in Einstein's theory of gravitation, and the motion of a particle in that field*, Kon. Ak. Wetensch. Amsterdam, **25** (1916) 163
- [7] P. Painlevé, *La mécanique classique et la théorie de la relativité*, Comptes Rendus Academie des Sciences (serie non specifiée), **173** (1921) 677-680
- [8] A. Gullstrand, *Allgemeine Lösung des statischen Einkörperproblems in der Einsteinschen Gravitations-theorie*, Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik, **16** (1921) no. 8, 1-15
- [9] G. Lemaître, *L'Univers en expansion*, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, **A53** (1933) 51-85
- [10] A. Einstein, *On a Stationary System With Spherical Symmetry Consisting of Many Gravitating Masses*, Annals of Mathematics, **40** (1939) no. 4, 922-936
- [11] J. R. Oppenheimer, H. Snyder, *On continued gravitational contraction*, Physical Review **55** (1939) 455
- [12] G. D. Birkhoff, *Relativity and Modern Physics*, Harvard University Press, 1923
- [13] R. Penrose, *Gravitational collapse and space-time singularities*, Physical Review Letters, **14**, no. 3 (1965) 57-59
- [14] Adaptação da figura na Ref. [28]
- [15] S. W. Hawking, R. Penrose, *The singularities of gravitational collapse and cosmology*, Proceedings of the Royal Society of London Series A, **314**, no. 1519 (1970) 529-548

- [16] D. Finkelstein, *Past-future asymmetry of the gravitational field of a point particle*, Physical Review, **110**, no. 4 (1958) 965-967
- [17] M. D. Kruskal, Maximal extension of Schwarzschild metric, Phys. Rev. **119** (1960) 1743-1745
- [18] G. Szekeres, *On the Singularities of a Riemannian Manifold*, Gen. Rel. Grav., **34** (2002) 2001 (Reprinted from Publicationes Mathematicae Debrecen 7 (1960) (285)
- [19] R. Penrose, *Asymptotic properties of fields and spacetimes*, Physical Review Letters, **10**, no. 2. (1963) 66-68
- [20] Adaptação da figura em <https://tex.stackexchange.com/questions/158668/nice-scientific-pictures-show-off/258914#258914>
- [21] Adaptação da figura em <https://arxiv.org/pdf/grqc/9707012.pdf>
- [22] E. Newman and R. Penrose, *An Approach to gravitational radiation by a method of spin coefficients*, J. Math. Phys. **3** (1962) 566-578
- [23] B. Carter, *Axisymmetric Black Hole Has Only Two Degrees of Freedom*, Phys. Rev. Lett. **26** (1971) 331-333
- [24] D. C. Robinson, *Uniqueness of the Kerr black hole*, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 905-906
- [25] R. Ruffini and J. A. Wheeler, *Introducing the black hole*, Phys. Today **24**, no.1 (1971) 30
- [26] J. A. Wheeler, *Our Universe: The known and the unknown*, American Scientist **56** (1968) 1; The American Scholar **37** (1968) 248
- [27] C. A. R. Herdeiro and J. P. S. Lemos, *The black hole fifty years after: Genesis of the name*, Gazeta de Física, **41**(2) (2018) 2, arXiv: 1811.06587
- [28] <https://www.nobelprize.org/uploads/2020/10/advanced-physicsprize2020.pdf>
- [29] R. Narayan, J. E. McClintock, *Observational evidence for black holes, in General Relativity and Gravitation, A Centennial Perspective*, editado por A. Ashtekar et al (Cambridge University Press, Cambridge 2015); arXiv:1312.6698
- [30] M. Schmidt, *3C 273: A star-like object with large redshift*, Nature, **197**, no. 4872 (1963) 1040
- [31] [https://pt.wikipedia.org/wiki/Cygnus\\_X-1](https://pt.wikipedia.org/wiki/Cygnus_X-1)
- [32] Jerome A. Orosz et al., *The mass of the black hole in Cygnus X-1*, ApJ **742** (2011) 84
- [33] Lijun Gou et al, *The extreme spin of the black hole in Cygnus X-1*, ApJ **742** (2011) 85
- [34] M. Guainazzi, *General Relativity studies through X-ray spectroscopy of the Fe (and others) K $\alpha$  fluorescent lines*, Astrophysics and Space Science, **320**, Issue 1-3 (2009) 129-134
- [35] B. Balick and R. L. Brown, *Astrophysical Journal*, **194** (1974) p. 265-270; ver também M. Goss, R. L. Brown, K. Y. Lo, *The Discovery of Sgr A\**, astro-ph/0305074
- [36] <http://www.astro.ucla.edu/~ghezgroup/gc/>
- [37] <https://www.mpe.mpg.de/main>
- [38] ESO/MPE/S. Gillessen et al. <https://www.eso.org/public/images/eso1622b/>
- [39] A. M. Ghez et al., *Measuring Distance and Properties of the Milky Way's Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits*, ApJ **689** (2008) 1044
- [40] A. M. Ghez et al., *Stellar Orbits around the Galactic Center Black Hole*, ApJ **620** (2005) 744
- [41] <https://www.mpe.mpg.de/ir/gravity>
- [42] R. Abuter et al. [GRAVITY], *Detection of the gravitational redshift in the orbit of the star S2 near the Galactic centre massive black hole*, Astron. Astrophys. **615** (2018) L15

- [43] R. Abuter et al. [GRAVITY], *Detection of the Schwarzschild child precession in the orbit of the star S2 near the Galactic centre massive black hole*, Astron. Astrophys. **636** (2020) L5
- [44] R. Abuter et al. [GRAVITY], *Detection of orbital motions near the last stable circular orbit of the massive black hole SgrA\**, A&A **618** (2018) L10
- [45] B.P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 061102
- [46] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, *GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs*, Phys. Rev. X, **9** (2019) 031040
- [47] B. P. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, *GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral*, Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 161101
- [48] R. Abbott et al., LIGO Scientific, Virgo, *GWTC-2: Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the First Half of the Third Observing Run*, arXiv:2010.14527
- [49] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2017/press-release/>
- [50] <https://eventhorizontelescope.org/>
- [51] K. Akiyama et al., *First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Super-massive Black Hole*, Astrophys. J., **875**, no. 1 (2019) p. L1
- [52] P. V. P. Cunha and C. A. R. Herdeiro, *Shadows and strong gravitational lensing: a brief review*, Gen. Rel. Grav., **50**, no. 4 (2018) p. 42



Carlos Herdeiro é licenciado em Física/ Matemática aplicada pela Universidade do Porto e doutorado em Física Teórica pela Universidade de Cambridge (2001), em Inglaterra. Trabalhou nos departamentos de Física: da Universidade de Stanford, EUA (2001-2002), da

Faculdade de Ciências da Universidade do Porto (2002-2010), da Universidade de Aveiro (2010-2018) e do Instituto Superior Técnico da Universidade de Lisboa (2018-2019). É atualmente Investigador Coordenador de carreira no Departamento de Matemática da Universidade de Aveiro onde coordena o grupo de Geometria e Dinâmica Gravitacional do Centro de Investigação em Matemática e Aplicações (CIDMA). A sua investigação centra-se na interface da gravitação, cosmologia, astrofísica, física-matemática e física de altas energias, tendo publicado mais de 170 artigos em revistas internacionais em vários temas nesta interface e dirigido duas redes internacionais Marie Curie financiadas pela União Europeia. É também autor de um livro de texto Universitário de Mecânica Quântica. Foi presidente da delegação norte da SPF (2007-2010). É membro fundador e vice-presidente em exercício da Sociedade Portuguesa de Relatividade e Gravitação.