

前沿物理与工程

引力诱导自发辐射机制简介

王雅坤 曾定方

(北京工业大学物理与光电工程学院, 北京 100124)

开放评审人: 余洪伟(湖南师范大学) 徐 皓(扬州大学)

张宏升(济南大学)

摘 要 引力诱导自发辐射机制将黑洞看作一个多能级多简并量子系统, 因此其辐射蒸发过程的中间态是各种不同质量比黑洞-辐射产物直积态的叠加。由于被作为经典对象看待的黑洞与辐射产物是对这种叠加态部分指标求迹的结果, 所以它们之间的纠缠熵在整个辐射过程中拥有先增后减的特征, 符合 Page 曲线的预期。本文对引力诱导自发辐射的基本概念进行了一个普及性介绍同时计算了一个初始简并度为 8 的黑洞在这种辐射演化下的熵变曲线, 得到了晚期 Rabi 振荡造成的抬头行为相对第一回合增减变化明显被抑制的结果。

关键词 霍金辐射, 信息丢失疑难, 引力诱导自发辐射

AN INTRODUCTION TO GRAVITY INDUCED SPONTANEOUS RADIATION

WANG Yakun ZENG Dingfang

(Beijing University of Technology, Theoretical Division, Beijing 100124)

Abstract Gravity-induced spontaneous radiation (GISR) treats black holes as general quantum systems with multiple levels and high degeneracy. As results, the intermediate state of an evaporating black hole is a superposition of various black hole and radiation product combinations with different mass ratios. Since the classical description of a black hole follows from partially tracing out indices of this superposition, the entanglement entropy between the black hole and its radiation products exhibits the first increasing then decreasing feature, aligning with the prediction of Page curve. This work provides a concise introduction to the concept of GISR, and calculates the entropy variation curve for an initially eight-fold degenerate black hole, demonstrating that the late-time Rabi oscillations are significantly suppressed comparing with its first cycle's increasing-decreasing behaviour.

Key words hawking radiation; information missing puzzle; gravity induced spontaneous radiation

Hawking 辐射和信息丢失疑难是理论引力物理研究多年来的一个重要课题, 本文作者之一通过跟普通原子自发辐射机制的类比, 提出了引力诱导自发辐射的思想, 不仅为信息丢失疑难提供了一个非常合理的解决方案, 而且通过该方案将

对信息丢失疑难的研究引向了关于物质在黑洞内部以什么方式存在的新话题, 相关研究结果以系列论文的形式发表在 Nucl. Phys. B 以及 Euro. Phys. J. C 杂志上^[1-7]。作者主张这是对任何组合粒子都可能发生的一种普适的辐射机制, 并且完

收稿日期: 2024-04-03

基金项目: 本研究工作受国家自然科学基金 NSFC-11875082 的支持。

作者简介: 王雅坤, WYK98@emails.bjut.edu.cn; 曾定方, dfzeng@bjut.edu.cn。

引文格式: 王雅坤, 曾定方. 引力诱导自发辐射机制简介[J]. 物理与工程, 2024, 34(4): 121-131.

Cite this article: WANG Y K, ZENG D F. An introduction to gravity induced spontaneous radiation[J]. Physics and Engineering, 2024, 34(4): 121-131. (in Chinese)

全可以在本科生物理知识的水平上被理解,因此选择在本刊进行系列介绍^[8,9],期望获得更多感兴趣的大学生和物理学大同行的批评和指教。

1 背景与动机

基于全息原理的一般性论证^[10],人们普遍相信黑洞形成与蒸发过程不会导致信息丢失,但如何利用全息原理描述 Hawking 辐射蒸发的全过程并阐明辐射从黑洞带走信息的具体机制仍然是理论引力物理研究中的重要课题。Almheiri、Marolf、Polchinski 和 James Sully 注意到^[11],为保持量子纠缠的单伴性,落入黑洞的粒子在视界面上必须遭遇高能粒子火墙并被“烧毁”,但随粒子自由下落进入黑洞的观测者在穿过视界面时不会观察到奇异现象,因此尽管有全息原理的保证,火墙的出现还是暴露了人们对黑洞辐射导致信息丢失疑难问题的无知。

作为对火墙现象的一种规避, Gerard 't Hooft 提出了黑洞没有内部或者我们无需讨论黑洞内部只需在视界面上引入对径点认同^[12,17],通过火墙变换^[12-14]就能解决信息丢失疑难的思想。按照 't Hooft 的思想,我们不需要考虑内行粒子特别靠近视界面的运动。对一个同时包含外行与内行粒子的黑洞系统,两类粒子间的引力相互作用将导致外行粒子的 Shapiro 时间延迟。一个在空间 Ω' 方向上动量为 $p_{\text{in}}(\Omega')$ 的内行粒子将会导致外行粒子的 Eddington 时间 u_{out} 发生偏移

$$\delta u_{\text{out}}(\Omega) = \int d^2 \Omega' f(\Omega, \Omega') p_{\text{in}}(\Omega') \quad (1)$$

同时外行粒子也会导致内行粒子的坐标 Eddington 内行时间 u_{in} 的偏移

$$\delta u_{\text{in}}(\Omega) = - \int d^2 \Omega' f(\Omega, \Omega') p_{\text{out}}(\Omega') \quad (2)$$

因此内行粒子的信息被编码到了外行粒子离开视界的 Shapiro 时间延迟中。由此 't Hooft^[13] 与 Betzios、Gaddam 和 Papadoulaki^[15] 都认为,黑洞形成与蒸发过程完全遵循幺正演化规律,不会导致信息丢失。但 't Hooft 并没有告诉我们如果没有内行粒子的影响,外行粒子在哪一时刻离开视界,因此我们不知道如何测量那些粒子的 Shapiro 时间延迟从而得到编码在其上的内行粒子信息。

量子极值曲面方法建立在全息纠缠熵公式的

基础上,这种方法^[18,19]认为一个包含引力的量子系统的 von Neumann 熵或细粒化熵可以通过下述广义熵极值手续求出

$$S = \min_X \left\{ \text{ext}_X \left[\frac{A(X)}{4G\hbar} + S_{\text{semi-cl}}(\Sigma_X) \right] \right\} \quad (3)$$

这里的曲面 X 并不是系统的边界面,而是一个可调的余维度为 2 的经典曲面, Σ_X 是曲面 X 和系统外边界之间的空间区域, $S_{\text{semi-cl}}(\Sigma_X)$ 为该区域中由量子场论描述的物质内容的 von Neumann 熵。考虑一个辐射过程中的黑洞,在早期,当 X 取为黑洞中心点上面积为零的曲面即点时,式(3)中的广义熵将自然地取到极小值,此期间黑洞熵由第二项即尚未离开我们粗略地称为黑洞的那个区域外边界的辐射产物的 von Neumann 熵决定,将随时间稳步上升;可是随着越来越多辐射产物离开我们粗略地称为黑洞的那个区域的边界之后,紧贴黑洞视界面内侧将出现一个新的曲面 X 也能使式(3)中的广义熵取极值且在辐射蒸发过半时成为相对前一个极值更小的极值,所以该阶段黑洞的熵将由其视界面面积决定因而将随着时间逐渐变小。如果将式(3)应用于 Hawking 辐射产物的熵计算,我们将发现 Σ_X 会变成一个由 $\Sigma_{\text{Rad}} \cup \Sigma_{\text{Island}}$ 构成的不连通区域

$$S_{\text{Rad}} = \min_X \left\{ \text{ext}_X \left[\frac{A(X)}{4G\hbar} + S_{\text{semi-cl}}(\Sigma_{\text{Rad}} \cup \Sigma_{\text{Island}}) \right] \right\} \quad (4)$$

此处 $A(X)$ 表示黑洞内孤岛的面积, $S_{\text{semi-cl}}(\Sigma_{\text{Rad}} \cup \Sigma_{\text{Island}})$ 表示辐射产物与黑洞内孤岛间作为一个整体的 von Neumann 熵。在整个辐射过程中,存在两个孤岛即黑洞中心处的点 Σ_{X_1} 和黑洞视界面内的整个区域 Σ_{X_2} 都能使式(4)中的广义熵取极值,但在辐射开始阶段,由 Σ_{X_1} 给出的极值更小,而在辐射蒸发过半以后由 Σ_{X_2} 给出的极值更小,因此考虑孤岛贡献之后,辐射产物的熵跟黑洞本身的熵一样都是先增后减的。这意味着量子极值曲面方法可以给出符合 Page 曲线预期^[20]的蒸发黑洞及辐射产物熵变趋势,但其引入的极值曲面或黑洞内部“孤岛”都不是由动力学方程定义的物理或几何对象,而仅仅是对黑洞或其辐射产物熵变曲线特征的一种替代表述。

跟火墙变换、量子极值曲面方法平行地,人们还发展了从量子光学视角剖析 Hawking 辐射机制的思路。O. Scully、Svidzinsky 和 Unruh 认为,

当一个原子被固定于黑洞视界面外时,可以从基态跃迁到激发态,同时向视界内发射一个“负能”光子,随后再从激发态自发衰变到基态,发射一个远离黑洞移动的“正能”光子——此即 Hawking 辐射。完整过程可以看作是原子发射了一个光子对,两个光子彼此纠缠,处于压缩纠缠态(squeezed-entangled state)^[21]

$$|\Psi\rangle = (1 + \beta \hat{a}_{2\Omega}^\dagger \hat{a}_{1\Omega}^\dagger) |0\rangle \quad (5)$$

其中, β 为两光子之间的关联系数, $\hat{a}_{2\Omega}^\dagger$ 与 $\hat{a}_{1\Omega}^\dagger$ 为两个光子的产生算符,这跟量子光学中双光子自发参数下转换产生的光子对量子态一致。Scully 等人的研究为我们打开了研究黑洞辐射新的视角,但他们仅仅给出了 Hawking 辐射的一种现象学解释,并没有告诉我们这种辐射如何从黑洞带走信息。

类似 Unruh 和 Scully 的量子光学视角,本文作者之一通过跟 Janyes-Cummings 模型^[22]的类比,提出了将 Hawking 辐射解释为引力诱导自发辐射(GISR)机制^[2,3,5,6]的思路。在这种机制中,黑洞被看成一个完全类似于普通原子的多能级多简并量子对象,其辐射产物与辐射主体作为一个整体始终处于叠加态,叠加成员由不同质量比的黑洞-辐射产物构成。系统内黑洞与辐射产物之间的转化由一个类似于 Janyes-Cummings 模型的显式厄米哈密顿量描述,因此其演化是显式么正的。当黑洞能级降低时,它将以跟初末态波函数相似度成正比的振幅向外辐射一个粒子,而当黑洞能级升高时,它会相应地吸收一个粒子。处于给定能级即质量的黑洞拥有跟其视界面面积指数化成正比的简并度亦即微观态,这导致辐射的能谱呈现出近似黑体谱的特征。但对给定初态的黑洞,其沿不同通道辐射蒸发的进程即其半径-时间依赖关系不一样,对所有辐射通道求量子期望后给出的半径-时间曲线只跟黑洞初态有关,黑洞外部的观察者可以通过对这种半径-时间曲线的测量逆推初始黑洞的量子态,从而复原初始黑洞的完整信息。

文献[5]计算了一个初始简并度为 6 的黑洞按 GISR 机制辐射的熵变趋势,得到了先增后减的熵变曲线,但因为初态黑洞的简并度太低,所得熵变曲线晚期带有非常明显的 Rabi 振荡特征。因此在普及推广之外,本文的另一个目的是提高初始黑洞简并度,计算其在 GISR 机制下的熵变

曲线,期望能够看到 Rabi 振荡被抑制的效果。全文内容分为四节,本节为研究背景和动机介绍,下一节是对 GISR 机制的简要回顾,第 3 节为初始简并度为 8 黑洞 GISR 熵变曲线的计算,第 4 节为对引力诱导自发辐射机制可能遭遇的两种质疑的回应,第 5 节为全文总结。

2 引力诱导自发辐射机制简介

根据文献[2,3,5,6]的思想,一个多能级-多简并黑洞与其辐射产物粒子间的相互作用由下述显式厄米的哈密顿量描述

$$H = H_{\text{BH}} + H_{\text{vac}} + H_{\text{int}} \quad (6)$$

$$= \begin{pmatrix} w^i & & & \\ & w^j & & \\ & & \ddots & \\ & & & 1^1 \\ & & & & 0^1 \end{pmatrix} + \sum_q \hbar \omega_q a_q^\dagger a_q + \sum_{\substack{u^n \\ u^n - v^l}}^{h\omega_q} g_{u^n v^l} b_{u^n v^l}^\dagger a_q \quad (7)$$

这里的 H_{BH} 描述多能级、多简并的黑洞,指标 i 区分同一能级下不同的微观态, $i = 1, 2, \dots, w$, $j = 1, 2, \dots, w_-$ 且 $w_- = w - 1, \dots$; 依赖于上下文,我们有时也会用 w 表示简并度为 w 的黑洞的 ADM 质量; H_{vac} 是真空的哈密顿量,其中包含大量不断实化又虚化的涨落模式 $a_q^\dagger$ 以及 a_q, ω_q 表示那些涨落模式的频率; H_{int} 描述了黑洞与辐射产物间的纯引力相互作用, u^n, v^l 是跟 w^i, w^j 类似的黑洞微观态记号, $b_{u^n v^l}^\dagger$ 表示黑洞能级从 v^l 升高到 u^n , 此时黑洞吸收一个能量 $\hbar \omega_q = u - v$ 的真空涨落粒子; 反过来 $b_{u^n v^l}$ 对应黑洞能级从 u^n 降低到 v^l 的算符, 此时能量为 $\hbar \omega_q = u - v$ 的真空涨落实化, 黑洞辐射出粒子; $g_{u^n v^l}$ 表示辐射跃迁的振幅或通道耦合参数, 我们将采用下述唯象假设给出其表达式

$$g_{u^n v^l} \propto \frac{1}{G_N \max\{u, v\}} \text{Siml}\{\Psi[u^n(r)], \Psi[v^l(r)]\} \quad (8)$$

其中, $\Psi[u^n(r)]$ 是描述黑洞微观态的波函数, 反映的是物理黑洞拥有非奇异内部结构的事实。在这个唯相假设中 $g_{u^n v^l}$ 跟初末态黑洞波函数相似度成正比的拟设是对电磁辐射跃迁振幅跟初末态

原子差异偶极矩成正比的一个模仿,而 $g_{u^n v^l}$ 跟初末态黑洞质量更大的那个成反比反映的是初始黑洞质量越大辐射粒子越难逃脱的直观事实。原则上我们应该通过微扰量子引力譬如 Einstein-Hilbert 引力跟检验粒子的世界线作用量结合导出 $g_{u^n v^l}$ 的表达式,但我们并不知道具体如何操作。文献[6]主张式(7)描述了任何拥有内部结构且参与引力相互作用的对象都会发生的一种辐射,黑洞的唯一特殊之处在于其每一步中间态都具有跟其视界面积指数化成正比的简并度。

我们的黑洞微观态和内部结构图景基于对物理黑洞即极端引力塌缩体内容物运动的两种互补描述^[7]。按照广义相对论,在外部固定位置观察者的时间定义中,塌缩体内容物需要无限长的时间才能缩进视界面;而在内部共动观察者看来,塌缩体内容物会在有限固有时间内缩进视界面。因为等效原理共动观察者无法观察到任何跟塌缩体内容物穿过视界面相关的物理信号,在一个整体视角持有者即理论上可以观察到外部固定位置观察者“无穷远未来的未来”的研究者看来:外部固定位置观察者时间定义域内的塌缩体内容物将无休止地塌缩而不会形成严格的视界当然也不会形成奇点,视界的形成对他们来说只是一种渐近地可实现但在他们的时间定义域内永远也不会实现的事件;而共动观察者可以无障碍地穿过视界面、并在之后以时间反演对称的方式越过系统的对称中心从东半球到达西半球或并在之后回头振荡;外部固定位置观察者放弃对塌缩体内容物初始状态的信息意味着他们需要引入大量统计样本或者平行宇宙的概念,这跟内部共动观察者在考虑量子涨落后将经历的各态历经演化形成对黑洞熵广义相对论起源的两种互补描述。互补的意思是:这两种对引力塌缩和黑洞内部结构的描述都是正确而且完备的,自由下落观察者的描述并不比外部固定位置观察者的描述更真实。现实的物理探针譬如黑洞阴影照片中的成像光子或者双体合并中的两个参与者都是对方的外部观察者,因此它们都只能探测到拥有近似视界和扩展型内部结构的黑洞^[7]。

文献[7]给出了这两种互补描述下球对称黑洞的内部度规,并通过将内容物看作所有可能同心球层的嵌套利用文献[2,4,5]的思想证明了其正则量子化波函数简并度跟 Bekenstein-Hawking

熵面积律公式的一致性,波函数具体形式如下

$$\Psi[u^n(r)] = \phi_0[m_0, r] \otimes \phi_1[m_1, r] \otimes \cdots \otimes \phi_k[m_k, r] \quad (9)$$

$$n = 1, 2, \dots, n_{\max} \quad (10)$$

$$n_{\max} = \text{partition number} \left\{ u = \sum_{i=0}^k m_i, \frac{(GM_i m_i)^2}{n_i^2 \hbar^2} = \gamma_i^2 - 1 \right\} \quad (11)$$

其中, γ_i 为单层球壳经典测地运动方程的积分常数 $\left(1 - \frac{2GM_i}{r}\right) \dot{t} = \gamma_i$, 由于在经典描述中球壳只能

无限接近由其自身以及内部物质质量总和决定的视界面 $r_h = 2GM_i$, 这个 γ_i 总是小于 1。根据直积波函数(2.4), 我们将辐射初末态之间的相似因子定义为

$$\text{Siml}\{\Psi[u^n(r)], \Psi[v^l(r)]\} \equiv \left(\prod_{\langle i, j \rangle} \frac{2r_{un}^i \cdot r_{vl}^j}{r_{un}^{i2} + r_{vl}^{j2}} \right)^{1/q} \quad (12)$$

$$q = i_{\max} j_{\max} \quad (13)$$

其中, r_{un}^i 与 r_{vl}^j 分别为波函数为 $\Psi[u^n(r)]$ 、 $\Psi[v^l(r)]$ 对应的球壳半径期望值。处于 u^n 能级和 v^l 能级的黑洞内容物分布轮廓越相似, 自发辐射越容易发生。

在辐射蒸发过程中, 黑洞能级不断降低, 最低可能状态是质量为零的纯真空态 0^1 , 数字 0 表示末态“黑洞”的质量, 上标 1 表示那时候“黑洞”态的简并度。将黑洞和辐射产物作为一个整体, 则系统所有可能中间态的 Hilbert 空间基矢可列举如下

$$\begin{aligned} & \{\omega^i \otimes \phi, \omega_-^j \otimes \omega_1^i, \omega_-^k \otimes \omega_1^j \omega_1^i, \omega_-^l \otimes \omega_2^i, \dots, \\ & u^n \otimes \omega_q^k \cdots \omega_p^j \omega_o^i, \dots, 0^1 \otimes \omega_1^i \cdots \omega_1^j \omega_1^k, 0^1 \otimes \\ & \omega_1^i \cdots \omega_1^j \omega_2^i, 0^1 \otimes \omega_q^k \cdots \omega_p^j \omega_o^i \cdots, 0^1 \otimes \omega_w^i\} \end{aligned} \quad (14)$$

在黑洞蒸发开始前, 其量子态为 $|\omega^i \otimes \phi\rangle$, ϕ 表示真空中尚未出现任何实化粒子的状态; $\omega_-^j \otimes \omega_1^i$ 是比初始黑洞简并度小且质量最大的黑洞跟真空中出现一个质量 $m = \omega - \omega_-$ 的粒子 ω_1^i 的直积态, 该粒子的量子态指标 i 继承自初始黑洞的量子态; $\omega_-^k \otimes \omega_1^j \omega_1^i$ 表示比初始黑洞简并度小二且质量最大的黑洞跟分两次辐射出的粒子的直积态; $\omega_-^l \otimes \omega_2^i$ 表示的是比初始黑洞简并度小二且质量最大的黑洞跟一次性辐射出的那个粒子的直积态; 以此类推, 一个简并度比初始黑洞小 $\omega - u$

的黑洞跟分步辐射出的所有粒子量子态的直积为 $u^n \otimes \omega_q^k \cdots \omega_p^j \omega_o^i$; 而 $0^1 \otimes \omega_q^k \cdots \omega_p^j \omega_o^i$ 表示在黑洞完全变成 Hawking 粒子后的量子态。

使用式(14)列出的 Hilbert 空间基矢, 黑洞蒸发过程中任意时刻黑洞和辐射产物作为一个整体的量子态波函数可写作

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{u=\omega}^0 \sum_{n=1}^u e^{-i(u+\omega)t} c_{u^n}^{\omega}(t) |u^n \otimes \omega\rangle \quad (15)$$

其中, ω 表示辐射产物一般性量子态 $|\omega_q^k \cdots \omega_p^j \omega_o^i\rangle$ 的缩写, $\omega = \omega - u$ 为它们的总能量。通过薛定谔方程

$$i\hbar \partial_t |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle \quad (16)$$

我们很容易得到黑洞和辐射产物整体系统波函数的演化方程

$$i\partial_t c_{u^n}^{\omega}(t) = \sum_{v \neq u}^{v+\omega'=\omega} \sum_{l=1}^v g_{u^n v^l} c_{v^l}^{\omega'}(t) \quad (17)$$

求解此方程即可得到系统的波函数系数 $c_{u^n}^{\omega}(t)$ 。而一旦求出 $c_{u^n}^{\omega}(t)$, 我们就可以将黑洞与其辐射产物作为一个整体在任意时刻的量子态写成下面的样子

$$\begin{aligned} |\psi_0\rangle &\rightarrow c_0^{t^1} |\psi_0\rangle + c_b^{t^1} |b^b r^b\rangle + c_m^{t^1} |b^m r^m\rangle + \\ &c_s^{t^1} |b^s r^s\rangle + c_1^{t^1} |\psi_1\rangle \\ &\rightarrow c_0^{t^2} |\psi_0\rangle + c_b^{t^2} |b^b r^b\rangle + c_m^{t^2} |b^m r^m\rangle + \\ &c_s^{t^2} |b^s r^s\rangle + c_2^{t^2} |\psi_1\rangle \\ &\rightarrow \dots \end{aligned} \quad (18)$$

这里 $|\psi_0\rangle$ 表示黑洞蒸开始前的量子态, 即 $|\omega^i \otimes \phi\rangle$, $|\psi_1\rangle$ 代表黑洞完全蒸发、所有内容物都跑到黑洞外的状态, 即 $|0^1 \otimes \omega_q^k \cdots \omega_p^j \omega_o^i\rangle$, 而 $|b^b r^b\rangle$ 、 $|b^m r^m\rangle$ 、 $|b^s r^s\rangle$ 分别表示大黑洞、中等黑洞及较小黑洞与相应辐射产物的直积量子态。在蒸发过程中的任意时刻, 黑洞与辐射产物之间的纠缠熵可以通过下式计算

$$S(t) = |c_b^t|^2 S_{b^b r^b} + |c_m^t|^2 S_{b^m r^m} + |c_s^t|^2 S_{b^s r^s} \quad (19)$$

显然在蒸发早期 $c_b^t \gg c_m^t \gg c_s^t$, 因此纠缠熵由 $S_{b^b r^b}$ 主导, 取值较小, 而在晚期 $c_b^t \ll c_m^t \ll c_s^t$, 纠缠熵由 $S_{b^s r^s}$ 主导, 取值也较小, 但在中间阶段, $c_m^t \gg c_b^t$, c_s^t , 纠缠熵由 $S_{b^m r^m}$ 主导, 取值最大, 这正是 Page 曲线所期望的。那种认为黑洞蒸发会导致辐射产

物的熵单调递增的人犯下的错误是, 忽略了 Hawking 辐射是一种量子事件, 将蒸发过程中任意时刻本处于各种不同质量比黑洞-辐射产物叠加态的整体看成了两个拥有确定质量、互不相干的纯经典系统。文献[6]引入了一种薛定谔猫假想实验, 为这种错误提供了一个非常直观的解释。

3 熵变曲线

文献[5,6]计算了一个初态简并度为 6 黑洞的引力诱导自发辐射熵变曲线, 确实观察到了 Page 曲线所预期的那种先增后减特征, 但晚期 Rabi 振荡特征非常明显。本节目的是将初态黑洞的简并度提高到 8, 期望得到第一峰相比晚期 Rabi 振荡特征相对更弱的熵变曲线。为了完成这种计算, 我们第一步要做的是确定各简并度对应的黑洞质量, 计算各微观态之间的相似因子。这一节的计算将采用自然单位制 $\hbar=c=G=1$ 。

当我们将黑洞内容物剖分成各种可能质量的同心球壳后, 各球壳的经典运动都是在由其自身及更内层球壳质量总和所决定史瓦西时空下的测地运动, 其量子化波函数可以显式地解出为

$$\Psi_i(r) = N_i r e^{-\beta r} L_{n_i-1}^{(1)}(2\beta r), \quad \beta = m_i \sqrt{1 - \gamma_i^2} \quad (20)$$

波函数的平方可积性意味着

$$\frac{1}{2} m_i (\gamma_i^2 - 1) = E_i = -\frac{(M_i m_i)^2 m_i}{2n_i^2} \quad n_i = 1, 2, \dots \quad (21)$$

文献[7]证明, 让 $\gamma_i < 1$ 跟让 $\gamma_i^2 < -1$ (即 γ_i 为纯虚数且模方大于 1) 效果是相同的, 前者的物理解释是所有球壳都只能从外部自由下落无限接近而不能进入由它们自身和内部其他球壳总质量决定的视界面, 后者的物理解释是所有球壳都只能在那种视界面内部对穿振荡, 但是那样的振荡发生在那种固定位置观察者的时间定义域之外。 $\gamma_i^2 < -1$ 的做法可以让计算和微观态的计数更简便, 因此我们在本节的计算采取令 $\gamma_i^2 < -1$ 的做法。

作为简单示例, 考虑一个总质量为 $2m_{\text{pl}}$ 的黑洞, 假设它由单层球壳构成, 令球壳半径的最可几值小于经典 Schwarzschild 半径, 我们即可得到这种黑洞的 4 个平方可积微观态波函数, 如表 1 所示。

表 1 黑洞的 4 个平方可积微观态波函数

$G^{\frac{1}{2}}m_0$	$G^{\frac{1}{2}}M_0$	$\left(\frac{1-\gamma_0^2}{2}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{GM_0m_0}{n_0\hbar}$	n_0
2	2	$\frac{4}{1}, \frac{4}{2}, \frac{4}{3}, \frac{4}{4}$	1, 2, 3, 4

其中 n_0 为该球壳的径向激发量子数。

当将这个黑洞的内容物剖分成两层或更多层球壳时,各球壳的质量取值并不是离散的,因此存在无穷多种剖分方案。为此我们引入不同剖分方案可区分性的概念,规定满足下述条件的两种剖分是不可区分的

$$\Delta m_i \equiv |m_i^1 - m_i^2| \leq \min\left\{\frac{\epsilon}{GM_{i1}}, \frac{\epsilon}{GM_{i2}}\right\} \quad (22)$$

即径向激发量子数相同的两种质量剖分方案 $\dots, m_i, \dots$ 与 $\dots, m_i \pm \Delta m_i, \dots$ 若满足上式则称它们在相对精度 ϵ 下不可区分。在本节中,我们将相对剖分精度定为 $\epsilon = \frac{1}{2}$,这一取值的动机是在此精度下大质量黑洞的微观态数目跟指数化的 Bekenstein-Hawking 熵一致。回到总质量 $M = 2m_{\text{pl}}$ 的黑洞,如果其内容物最多可以剖分成两层,则内层质量 m_0 的最小值最小为 1,外层质量 m_1 的最小值为 0.5。将相应的壳层质量和径向量子数列表如表 2 所示。

表 2 总质量 $M = 2m_{\text{pl}}$ 的黑洞的壳层质量和径向量子数

m_0	$[1.5 \sim 1.27]$	$[1.27 \sim 1.101]$	$[1.101 \sim 1]$
m_1	$[0.5 \sim 0.73]$	$[0.73 \sim 0.809]$	$[0.809 \sim 1]$
n_0	1, 2	1	1
n_1	1	1	1, 2

显然不同壳层剖分方案可能拥有相同径向激发量子数 $n_0 \otimes n_1$,这是允许的。同时在区分精度 $\epsilon = 1/2$ 的情况下,共有 5 个平方可积的微观态波函数。因此,一个质量为 $2m_{\text{pl}}$ 的黑洞共有 9 个不同的微观态。

我们需要把简并度 $w = 1, 2, \dots, 8$ 的所有黑洞微观态波函数都列举出来,可以验证不同简并度的黑洞质量取值范围如表 3 所示。

表 3 不同简并度的黑洞质量的取值范围

$w=1$	$w=2$	$w=3$	$w=4$
1~1.272	1.272~1.599	1.599~1.618	1.618~1.821
$w=5$	$w=6$	$w=7$	$w=8$
1.821~1.823	1.823~1.867	1.867~1.873	1.873~2

在下面的计算示例中,我们将取每种取值范围的中心为黑洞赋值。

$w=1$ 的黑洞只拥有单层结构,其质量、径向量子数赋值方案、波函数表达式以及量子半径最可几值如下

$$w=1, m_0=1.136, M_0=1.136, n_0=1 \quad (23)$$

$$\Psi_1^1 = N_1^1 r e^{-GM_0^3 r} L_0^{(1)}(2GM_0^3 r), r_1^1 = 1.705 < 2GM_0 \quad (24)$$

N_1 为波函数的归一化系数。 $w=2$ 的黑洞同样只拥有单层结构,其质量、径向量子数赋值方案、波函数表达式以及量子半径最可几值如下

$$w=2, m_0=1.436, M_0=1.436, n_0=1, 2 \quad (25)$$

$$\Psi_2^1 = N_2^1 r e^{-GM_0^3 r} L_0^{(1)}(2GM_0^3 r), r_2^1 = 0.844 \quad (26)$$

$$\Psi_2^2 = N_2^2 r e^{-\frac{GM_0^3}{2} r} L_1^{(1)}(GM_0^3 r), r_2^2 = 2.653 \quad (27)$$

对 $w=3$ 和 $w=4$ 的黑洞,我们可以给出类似的表达式。然而从 $w=5$ 开始,我们的黑洞开始可能拥有双层结构

$$w=5(\text{单层}), m_0=1.822, M_0=1.822, n_0=1, 2, 3 \quad (28)$$

$$w=5(\text{双层}), m_{di} = \{1.273, 0.549\}, M_{di} = \{1.273, 1.822\}, n_i = \{1, 2\} \otimes 1 \quad (29)$$

相应的波函数及各球层量子半径最可几值为

$$\Psi_5^1 = N_5^1 r e^{-GM_0^3 r} L_0^{(1)}(2GM_0^3 r), r_5^1 = 0.413 \quad (30)$$

$$\Psi_5^2 = N_5^2 r e^{-\frac{GM_0^3}{2} r} L_1^{(1)}(2GM_0^3 r), r_5^2 = 1.299 \quad (31)$$

$$\Psi_5^3 = N_5^3 r e^{-\frac{GM_0^3}{3} r} L_2^{(1)}(2GM_0^3 r), r_5^3 = 2.750 \quad (32)$$

$$\Psi_5^{01} = N_5^{01} r e^{-GM_{d0}^3 r} L_0^{(1)}[2GM_{d0}^3 r], r_5^{01} = 1.212 \quad (33)$$

$$\Psi_5^{02} = N_5^{02} r e^{-\frac{GM_{d0}^3}{2} r} L_1^{(1)}[2GM_{d0}^3 r], r_5^{02} = 3.809 \quad (34)$$

$$\Psi_5^{11} = N_5^{11} r e^{-GM_{d1} m_{d1}^2 r} L_0^{(1)}(2GM_{d1} m_{d1}^2 r), r_5^{11} = 4.552 \quad (35)$$

对于 $w=6, 7, 8$ 的黑洞,我们也可以写出完全相

似的壳层剖分和波函数。

由上述所有波函数和相应球壳的量子半径最可几值,根据定义式(13)我们可以计算出不同质量微观态之间的相似因子。每个简并度 $w=8$ 的黑洞有 $(7+6+\cdots+1)=28$ 种可能的辐射末态,全部 8 个那样的黑洞贡献 $8 \times 28=224$ 个相似因子,而全部简并度 $w=7$ 的黑洞贡献 $7 \times 21=147$ 个相似因子,依次类推,简并度 $w=2$ 的黑洞贡献两个相似因子,而简并度 $w=1$ 的黑洞贡献一个数值为零的平庸相似因子。因此为计算一个初始简并度为 8 的黑洞在引力诱导自发辐射机制中的演化,我们需要计算 546 个非零相似因子。在得到这些相似因子后,代入式(8)即可得到相应的通道衰变参数。一个初始量子态 $w^i=8^i$ 的微观态黑洞可以每次都只释放一个最小允许质量的 Hawking 粒子沿着通道 $8^i \rightarrow 7^j \rightarrow \cdots \rightarrow 0^1$ 一步步地衰变,也可以一次性释放一个跟其自身质量相等的 Hawking 粒子沿着通道 $8^i \rightarrow 0^1$ 一步登天直接完成衰变。一个初态简并度 $w=8$ 的黑洞,所有衰变通道包含 161280 个中间态式(14),需要我们引入 161280 个线性系数描述每个中间态被实现的概率振幅。薛定谔方程式(17)决定了这些系数的变化规律,通过求解该方程我们就能够计算相应黑洞的各种衰变特征,我们的核心关注点是黑洞和辐射产物之间的纠缠熵

$$S(t)=0+S_7|\vec{c}_7^1|^2+S_6|\vec{c}_6^2|^2+S_5|\vec{c}_5^3|^2+S_4|\vec{c}_4^4|^2+S_3|\vec{c}_3^5|^2+S_2|\vec{c}_2^6|^2+S_1|\vec{c}_1^7|^2+0 \quad (36)$$

表达式右边首尾处的两个 0 表示衰变开始之前和完全衰变之后黑洞跟辐射产物的纠缠熵,而中间的 $S_7, S_6, \cdots$ 则为黑洞释放一个、两个、 $\cdots$ Hawking 粒子之后跟辐射产物整体的纠缠熵,这种纠缠熵可以通过对系统整体密度矩阵 $\rho=|b^u r^w\rangle\langle r^w b^u|$ 对黑洞 b 或者辐射产物 r 量子态 u 或者 w 的迹出而得到,参考文献[5,6]。(36)中的 $|\vec{c}_7^1|^2, |\vec{c}_6^2|^2, \cdots$ 是对所有可能被释放单 Hawking 粒子、双 Hawking 粒子、 $\cdots$ 量子态求和之后的几率。

我们在图 1 中给出了初始简并度为 6 和 8 的两个黑洞在引力诱导自发辐射机制下的熵变曲线。显然两种情况下黑洞/或辐射产物的熵都从 0 开始上涨,达到第一峰值后开始下降,但并不跟 Page 曲线完全一致,而是在减小到一定程度后再次增加,出现第二峰值并且随后开始振荡,这种现象被称为 Rabi 振荡。它的出现原因是在引力诱

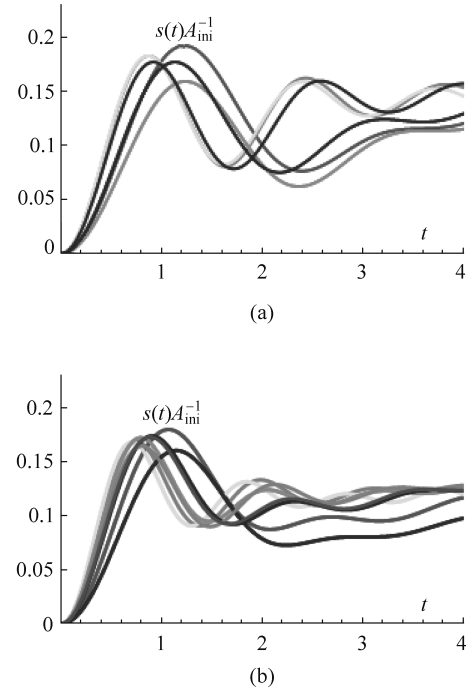


图 1 两种不同简并度初态黑洞自发辐射的熵变曲线 $S(t)$ (a) 黑洞的初态简并度为 6,是文献[5,6]的计算结果;(b) 黑洞的初态简并度为 8,是本文的计算结果。两图中不同颜色的曲线对应不同初始微观态的黑洞, A_{ini} 表示初始黑洞的面积,时间坐标的单位 $t_{\text{pl}} \equiv G_N^{1/2}$ 。

导自发辐射机制中,黑洞既可以吸收粒子,也可以发射粒子,而且吸收和发射的跃迁振幅完全相等,这是一个量子系统么正性的基本特征。这样的系统在发生衰变后很难完全回到初始状态的原因是,衰变的末态相空间比初态大,而且初态简并度越高,末态复杂度就越高,系统就越难以完全回到初始状态。显然我们的结果支持了这一点,初态简并度为 8 的黑洞在辐射开始后通过 Rabi 振荡再次回到初始态的概率相比于初态简并度为 6 的黑洞来说小了很多。显然,如果我们能够计算更高简并度初态黑洞的引力诱导自发辐射,我们的熵变曲线将越来越接近理想的 Page 曲线。然而随着初态简并度的提高,那样的计算将变得越来越复杂,初态简并度 $w=8$ 的情况下,我们要求解的薛定谔方程已经是一个 161280 分量构成的线性常微分方程组,这已经是我们普通 PC 机的计算能力上限。

4 讨论

有人怀疑我们将 Hawking 辐射认定为引力诱导自发辐射的合理性,他们的依据之一是 Hawking 辐射是黑洞所在时空中非自由下落观察

者譬如固定位置观察者才会观察到的一种辐射,在自由下落者那里这种辐射不存在,而引力诱导自发辐射看起来不具有这种特征;他们的第二个论据是,在 Hawking 辐射的原始推导中,不包含任何跟黑洞微观态相关的信息,也未对黑洞跟辐射产物粒子间的相互作用做过任何类似式(7)那样的假设,因此 Hawking 粒子完全起源于黑洞附近的真空涨落和部分逃逸。

对于第一类怀疑,我们的答复是,引力诱导自发辐射的哈密顿量式(7)是可以被严格对角化的,对角化之后该系统哈密顿量的形式将变为

$$H = H'_{\text{BH}} + H'_{\text{vac}} + 0$$

$$= \begin{pmatrix} w'^i & & & \\ & w'^j_- & & \\ & & \ddots & \\ & & & 1'^1 \\ & & & & 0'^1 \end{pmatrix} + \sum_q \hbar \omega_q a_q'^+ a_q'$$

(37)

这种对角化操作将一个黑洞-真空相互作用系统变成一个完全脱耦的自由黑洞+真空系统,但是

变换后真空涨落的产生算符将变成变换之前产生和湮灭算符的线性组合。我们可以把第二节的下述公式中的黑洞微观态称作质量本征态,而把第四节的下述公式编号的黑洞微观态称作相互作用本征态,从质量本征态到相互作用本征态的表象变换对应的正是 Hawking 辐射的弯曲时空量子场论推导中从固定位置观察者到自由下落观察者的广义坐标变换,因此引力诱导自发辐射的粒子也是只对固定位置观察者才具有可观测性,对自由下落观察者不具有可观测性。

对第二类怀疑,我们在文献[7]中已经指出,当将 Hawking 设想的那种真空涨落+部分逃逸机制应用到带有严格视界面和奇异质量分布的黑洞时,允许 Hawking 粒子持续地逃逸即允许辐射蒸发将导致真空衰变现象发生,因而那样的黑洞虽然在任意时刻都允许 Hawking 辐射发生,但持续的辐射蒸发却是不被允许的,从而也就不会发生信息丢失疑难。而将同样的辐射机制应用到只带近似视界和扩展型内部质量分布的物理黑洞时,逃逸的那些粒子实际上因为它们落向黑洞的

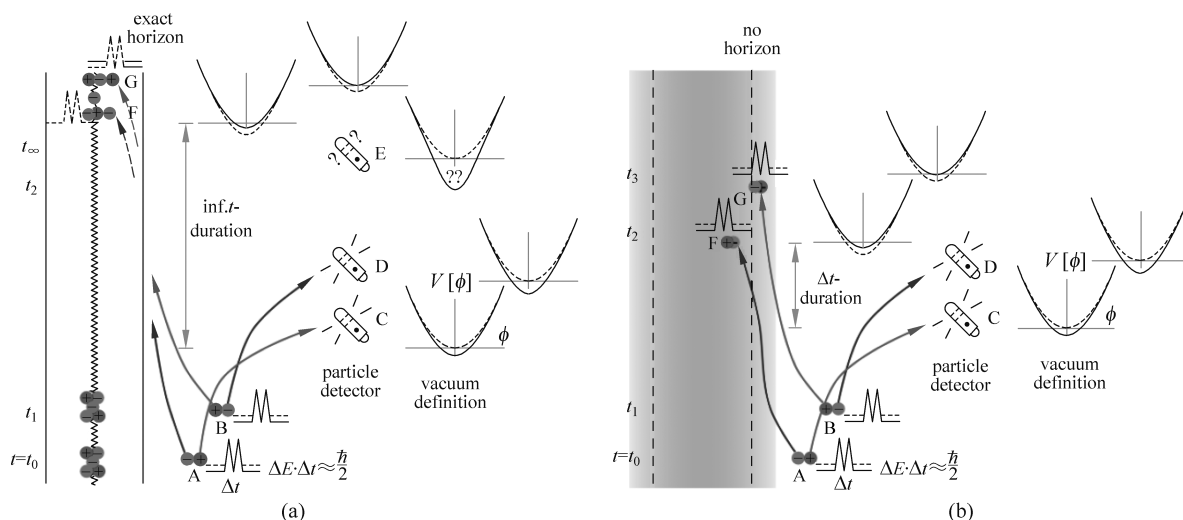


图2 源自文献[7],按照 Hawking 设想的那种真空涨落+部分逃逸机制,一对正反粒子通过真空涨落产生的代价是真空定义标准的降低,这非常类似金融市场上货币发行标准的降低,会导致通货膨胀。当涨落产生的粒子对中一个成员从视界面附近逃离并被远处的探测器抓住时,真空定义标准降低的事实就被会被实锤。如果粒子对中那个落向黑洞的成员不能够及时找到反粒子湮灭从而将降低的真空定义标准找补回来,而远处的探测器却能够持续地探测到逃逸过来的粒子,则真空定义标准就会持续降低,这会引发真空衰变令空间中任何地方的探测器都能凭空探测到真实粒子产生现象,这类似金融市场上每个主体都能不费吹灰之力就获得大量货币的现象。一个严格地由史瓦西度规描述的黑洞如果持续蒸发就会导致这种局面,因为落向那种黑洞的粒子需要无限长时间才能穿过视界面并在奇点附近找到湮灭对象以找补被降低的真空定义标准。但对那种只拥有近似视界面和扩展内部质量分布的物理黑洞,落向黑洞的粒子总能在不确定原理允许的内在在视界面附近找到伙伴实现湮灭,从而将降低的真空定义标准找补回来,避免灾难性的真空衰变事件发生。

伙伴能够在黑洞内及时找到反粒子湮灭而跟黑洞的微观量子态产生了耦合,引力诱导自发辐射机制就是对这种耦合的一种现象学描述,参考图 2 给出的直观分析。

5 结语

我们回顾了信息丢失疑难的三种解决方案:火墙变换、量子极值曲面方法和引力诱导自发辐射机制,重点介绍了引力诱导自发辐射机制并主张它是当前所有解决方案中最彻底的一种。这种机制认为所有拥有非零质量的复合对象都将通过引力相互作用发生自发辐射,黑洞的特殊之处仅仅在于其简并度跟质量平方指数化的正比关系,这种关系导致黑洞辐射的能谱具有黑体谱特征且等效温度恰好等于 Hawking 温度。引力诱导自发辐射机制允许一种显式厄米的哈密顿描述,在其中黑洞被看作一个多能级多简并量子对象,每种微观态跟其可能辐射出的粒子之间存在显式厄米的引力耦合,因此整个系统的演化过程是严格幺正的,不存在信息丢失的可能性。

相比其他对信息丢失疑难的解决方案,引力诱导自发辐射机制明确要求可发生持续性 Hawking 辐射的黑洞不能拥有严格视界或奇异的内部质量分布,否则将导致不确定原理被破坏或真空衰变的灾难性后果。我们的研究提供了对那种黑洞内部结构和面积律熵微观起源的两种互补描述。在其中,黑洞不是由奇点+视界面构成的数学对象,而是一种在外部固定位置观察者的时间定义域内持续塌缩但永远也不会缩进视界面的塌缩体,在整体视角持有者即可以看到外部固定位置观察者“无穷远未来的未来”的研究者看来,共动观察者可以无障碍地进出视界面并以系统对称中心为平衡点对穿振荡。外部固定位置观察者因放弃对塌缩体内容物初始状态信息而不得不引入的统计系综跟内部共动观察者因量子涨落导致的各态历经演化构成对黑洞熵微观起源的两种互补描述,两种描述都是正确而且完备的,自由下落观察者的描述并不比外部固定位置观察者的描述更真实。现实的物理探针譬如黑洞阴影照片中的成像光子或双体合并事件中的两个参与者彼此都是对方的外部观察者,因此它们都只能探测到拥有近似视界和扩展型内部结构的黑洞。

本文主要目的是对引力诱导自发辐射机制的

一份普及性介绍,研究性角度的贡献是,计算了一个初始简并度为 8 的黑洞在引力诱导自发辐射过程中的熵变曲线,得到了相对早期研究中更漂亮的数值结果,漂亮的意思是指当初始黑洞简并度从 6 提高到 8 之后,熵变曲线晚期的 Rabi 振荡行为相对第一峰的显著度被压低,从而更接近理想的 Page 曲线。

参 考 文 献

- [1] ZENG D F. Resolving the Schwarzschild singularity in both classic and quantum gravities[J]. Nucl. Phys., B917: 178-192, arXiv: 1606.06178.
- [2] ZENG D F. Schwarzschild Fuzzball and Explicitly Unitary Hawking Radiations[J]. Nucl. Phys. B930 (2018) 533-544, arXiv: 1802.00675.
- [3] ZENG D F. Information missing puzzle, where is hawking's error? [J]. Nucl. Phys. B941 (2018) 665, arXiv: 1804.06726.
- [4] ZENG D F. Exact inner metric and microscopic state of AdS_3 -Schwarzschild BHs [J]. Nucl. Phys. B954 (2020) 115001, arXiv: 1812.06777.
- [5] ZENG D F. Spontaneous Radiation of Black Holes[J]. Nucl. Phys. B977 (2022) 115722, arXiv: 2112.12531.
- [6] ZENG D F. Gravitation Induced Spontaneous Radiation[J]. arXiv: 2207.05158, Nucl. Phys. B990 (2023) 116171, arXiv: 2207.05158.
- [7] ZENG D F. Microscopic State of BHs and an Exact One Body Method for Binary Dynamics in General Relativity[J]. arXiv: 2311.11764, to appear in European Physics Journal C.
- [8] 许天赐, 曾定方. 黑洞熵的面积律到底特殊在哪里[J]. 物理与工程, 2022, 32(4): 8-15, 63.
XU T C, ZENG D F. What's the special of black hole area law entropy[J]. Physics and Engineering, 2022, 32(4): 8-15, 63. (in Chinese)
- [9] 孙宇轩, 曾定方. 量子电子的经典轨道和黑洞熵的微观起源[J]. 物理与工程, 2023, 44(3): 103-114.
SUN Y X, ZENG D F. Classic orbit of quantum electron and the origin of black hole entropy[J]. Physics and Engineering, 2023, 33(3): 103-114. (in Chinese)
- [10] MALDACENA J. The Large-N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity[J]. International Journal of Theoretical Physics, 38 (1999) 1113-1133, arXiv: hep-th/9711200.
- [11] CHOWDHURY B D, PUHM A. Decoherence and the fate of an infalling wave packet: Is Alice burning or fuzzing? [J]. Phys. Rev. D88 (2013) 063509, arXiv: 1208.2026.
- [12] G. 't Hooft. The firewall transformation for black holes and some of its implications[J]. Found Phys. 47 (2017) 1503-1542, arXiv: 1612.08640.
- [13] G. 't Hooft. The quantum black hole as a theoretical lab, a pedagogical treatment of a new approach [J]. arXiv: 1902.10469.

- [14] G. 't Hooft. Black Hole Firewalls and Quantum Mechanics[J]. arXiv: 2401.16890.
- [15] BETZIOS P, GADDAM N, PAPADOULAKI O. The black hole S-Matrix from quantum mechanics[J]. J. High Energ. Phys. 2016 (2016) 131, arXiv: 1607.07885.
- [16] G. 't Hooft. What happens in a black hole when a particle meets its antipode, arXiv: 1804.05744.
- [17] G. 't Hooft. What happens in a black hole when a particle meets its antipode, arXiv: 1804.05744.
- [18] ENGELHARDT N, WALL A C. Quantum extremal surfaces: holographic entanglement entropy beyond the classical regime[J]. J. High Energ. Phys. 2015 (2015) 073, arXiv: 1408.3203.
- [19] ALMHEIRI A, HARTMAN T, MALDACENA J, et al. The entropy of Hawking radiation[J]. Rev. Mod. Phys. 93 (2021) 035002, arXiv: 2006.06872.
- [20] PAGE D N. Time dependence of Hawking radiation entropy[J]. JCAP. 2013 (2013) 028, arXiv: 1301.4995.
- [21] SCULLY M O, SVIDZINSKY A, UNRUH W. Entanglement in Unruh, Hawking, and Cherenkov radiation from a quantum optical perspective[J]. Phys. Rev. Res. 4 (2022) 033010.
- [22] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. Proceedings of the IEEE. 51 (1963) 88-109.

开放评审意见

余洪伟:本文对引力诱导自发辐射的思想和机制进行了介绍,并计算了一个初始简并度为 8 的黑洞在这种辐射演化下的熵变曲线。我认为,将引力诱导自发辐射作为黑洞 Hawking 辐射的机制,是一个值得探讨的想法。不过文章论证“引力诱导自发辐射的粒子只对固定位置观察者才具有可观测性,对自由下落观察者不具有可观测性”,这说明引力诱导自发辐射机制不能准确解释黑洞的 Hawking 辐射,需要修改和完善,因为,我不认为文章提到的如下观点是正确的,即 Hawking 辐射是黑洞所在时空中非自由下落观察者譬如固定位置观察者才能观察到的,而在自由下落观察者看来这种辐射不存在。

徐皓: This paper is a review of the Gravity Induced Spontaneous Radiation (GISR) [14-20]. The authors begin by reviewing the black hole information loss paradox and the firewall, describes two schemes aimed at solving this problem: the Shapiro delay and the quantum extremal surface, and presents his own scheme in-

spired by quantum optics, namely GISR. In this review, black holes are regarded as quantum objects with degenerate energy levels similar to ordinary atoms. The radiation and the black hole are always in a superposition. By improving the degeneracy of the system, the authors numerically calculate the time evolution of the system and obtain an evolution curve similar to the Page curve.

Here are some comments that point out some of the issues I wondered about while reading this review, and could perhaps serve as a direction for the author's future work.

First, we already have a number of gravitationally-like models that theoretically or experimentally yield some of the properties of black holes. Related work can be found in e. g. [Living Rev. Relativ. 14, 3 (2011) and arXiv:2212.08838]. However, simulating some physical phenomena that can occur in a gravitational system does not mean that this is the real gravitational system. Therefore, the authors need to further prove the advantages of their model. For example, in Eq. (2.2) the authors write the Hamiltonian of the model directly, where the black hole is described by a diagonal matrix. It is reasonable when we already understand the system we are studying, such as the spin-boson interaction. However, the quantum state of a black hole remains an open problem, at which point we need to construct the system in terms of Lagrangian, so that we can specify the symmetry of the system, the conserved quantities, and the types of interactions. A similar example can be found in [arXiv:2303.11534]. From equation (2.2) alone the reader will not be able to know the relevant information about the system, and will not be able to tell whether it can be used to describe a black hole or not.

Second, models about black holes have to include more dynamical properties of gravity, such as the collapse process of black holes. The models should also give rise to a spacetime governed by Einstein gravity. The authors need to explain how ordinary matter becomes quantum

objects with degenerate energy levels as described in (2.2) under the gravitational interactions. A complete description of the black hole information loss paradox should include the collapse of ordinary matter into a black hole under gravitational interactions, and the evaporation of the black hole through Hawking radiation, thus (dis)proving for the unitarity of the entire evolutionary process. This information cannot be obtained through interactions between quantum systems alone, because usually one chooses an evolutionary process that is already unitary, and the results obtained are naturally unitary. In short, the process requires the involvement of specific gravitational interactions.

Finally, the authors' argument does not seem to include the evaporation of a charged black hole. This is also partly due to the fact that the authors do not give the Lagrangian of the black holes, thus making it hard to determine the fermionic interactions.

In summary, black hole information loss paradox is one of the most important open problems in modern physics. The authors construct an evolution of a quantum mechanical system that can be used as an analog of black hole radiation, which may help us to further understand the radiation process of black holes. At the present moment I cannot tell whether the model constructed by the authors is a correct description of a black hole, but even if it isn't, the study of the evolution of quantum systems is valuable in its own right.

张宏升:《引力诱导自发辐射简介》讨论了一个完整量子黑洞模型。问题如下:

(1) 火墙是值得怀疑的,它的温度无穷大,密度发散。即便物理考虑温度很高,密度很大,据计算对时空的反作用也绝不可忽略,实际上已经是

完全在考虑另外一类时空,与原来研究的时空无关。

(2) Page 曲线对时间不对称。一个完整的量子黑洞论应该是时间反演对称的。就如同一块砖头自己升高位置但降低温度,动力学上是允许的,只有粗粒化以后才被禁止,实际上是概率论意义上的禁止。Page 曲线只考虑了辐射过程,并未考虑(或未能考虑)对应霍金辐射的时间反演,即霍金吸收过程,所以实际上 Page 曲线仍然只是粗粒化的结果,是一个作为系综平均的黑洞的演化过程,不能作为量子黑洞成功的论据。

(3) 一个真正的量子黑洞论,应该能根据末态,反演初态。一个纯态坍缩成的黑洞与一个混合态坍缩成的黑洞,辐射后必然不同,作者应该至少定性指出如何区分。

(4) 任何自发辐射都是受激辐射,都是受到真空涨落的激发。在这里引力场的真空态如何与黑洞无关的定义是什么?

(5) 技术上的小问题。很多能级的原子,例如氢原子,计算都是在固定势场中。而黑洞如果作为多能级系统,那么辐射时,势与时间有关,计算时应该加以考虑。

评审人简介

余洪伟,男,美国 Tufts 大学博士,湖南师范大学教授,博士生导师,长期致力于量子理论基本问题、相对论与引力、真空量子涨落与弯曲时空量子效应以及宇宙学等方面的研究。

徐皓,男,南开大学理论物理学博士,扬州大学物理科学与技术学院教师,主要从事广义相对论、量子场论和量子信息的研究。

张宏升,男,中国科学院理论研究所博士,济南大学物理系教授,博士生导师,长期从事引力论和宇宙学基本问题研究,在经典电动力学的工作中提出了默辐射的概念。