



·超强激光激发的强场量子电动力学·

超强激光与“霍金-安鲁辐射”实验研究进展综述*

赵 凯, 王友敬, 符长波, 马余刚

(复旦大学 现代物理研究所 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433)

摘 要: 对利用激光进行霍金-安鲁辐射实验的研究现状和实验挑战点等方面进行综述。霍金-安鲁辐射是量子引力理论的重要推论之一。对其进行实验观测研究, 将对量子引力理论、大统一理论、乃至万物终极理论的发展具有重要推动作用。霍金-安鲁辐射可以通过强激光、储存环、潘宁阱、声学、玻色-爱因斯坦凝聚等各种实验手段加以研究, 其中借助强激光有两类方法: 人工光学黑洞和强激光加速。前者是利用介质的非线性效应, 产生一个光波传播的视界, 进而对视界附近的量子现象, 包括霍金-安鲁辐射, 进行研究; 后者是利用超强激光场对电子施加的超高加速度来研究电子的霍金-安鲁辐射等特性。

关键词: 霍金辐射; 安鲁辐射; 人工光学黑洞; 强激光加速

中图分类号: O437; O413

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202335.220197

Review on Hawking-Unruh radiation studies with high-intensity lasers

Zhao Kai, Wang Youjing, Fu Changbo, Ma Yugang

(Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application (MoE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: Methods, as well as challenges, in experimental studies on Hawking-Unruh radiation (HUR) with high-intensity laser (HIL) will be reviewed in this paper. Hawking-Unruh radiation is one of the most important effects in quantum gravity. Experimental studies on it are critical for the development of quantum gravity theories, or theories like the Theory of Everything etc. Various experimental methods have been developed to study the HUR, including high-intensity laser, storage ring, Penning trap, Bose-Einstein condensate, acoustic methods etc. There are two major types of HUR studies with HILs today, the artificial optical blackhole method and the laser acceleration method. In the 1st method, nonlinear properties of optical media are used to generate artificial blackholes as platforms for studies on related phenomena including HUR. In the 2nd method, electrons' HUR radiation spectra under extreme HILs are expected.

Key words: Hawking radiation, Unruh radiation, artificial optical blackhole, acceleration with high-intensity lasers

相对论(包括广义相对论和狭义相对论)和量子力学,是现代物理学的两大支柱^[1]。然而,如何把二者融合,发展一套量子引力理论,到目前为止仍然存在相当大的困难。这样的理论困难,可能与量子引力相关实验数据积累过少(或者甚至可以说没有)有相当大的关系^[2]。如能从实验和天文观测上^[3]积累足够多的量子引力相关实验数据,势必将有助于对物理学两大支柱关系的理解,推动人类对自然规律更加深入的认识^[2]。

对黑洞辐射的深入认识是建立量子引力理论突破口之一。物理学界对黑洞的最初认识是一切粒子(包括光子)都无法挣脱黑洞超强引力的束缚而逃出去。然而在 1970 年代,最初由 Bekenstein 等人意识到,并随后被斯蒂芬·霍金(Stephen Hawking)证明:黑洞并非全黑,而是一个具有一定温度的热辐射体,可持续向外辐射光子^[4-5]。这种效应被称为黑洞辐射或霍金辐射,其所对应的温度被称为霍金辐射温度^[6],可写作为 $T_H = \frac{\hbar c^3}{8k\pi GM} = \frac{\hbar g_s}{2k\pi c}$,其中 G 是万有引力常数, k 为玻耳兹曼常数, \hbar 为约化普朗克常数, c 为光速, M 为黑洞质量, $g_s = \frac{c^4}{4GM}$ 为黑洞表面的重力加速度。这个简单公式用几个最基本常数连接了物理学中最重要的几个领域,即:万有引力(引力常数 G)、热力学

* 收稿日期:2022-06-15; 修订日期:2022-11-04
基金项目:国家自然科学基金项目(11875191)
联系方式:赵 凯, 20110200018@fudan.edu.cn。
通信作者:符长波, cbfu@fudan.edu.cn。

(玻耳兹曼常数 k)、量子力学(普朗克常数 h),以及相对论(光速常数 c)。因此霍金辐射被认为是通向“量子引力理论”的桥梁。众所周知,普朗克于1900年提出的黑体辐射量子化假设,正确诠释了黑体辐射谱,从而拉开了量子力学时代的序幕。因此,可以说是黑体辐射把人类带入了量子力学时代。也许,黑洞辐射同样将会把人类带入量子引力的新时代。

根据广义相对论等效原理,重力场和加速度场是互相等价的,由此自然而然可以得到推论:如果黑洞重力场周围存在霍金辐射,那么加速场也存在“类霍金热辐射”。事实上,在1973年至1976年间,S. Fulling^[7], P. Davies^[8]和 W. G. Unruh^[9]先后认识到,一个加速度为 a 的运动粒子存在温度为 T_U 的热辐射,这一辐射被后人习惯称为安鲁辐射(Unruh Radiation,或 Fulling-Davies-Unruh 辐射)。 T_U 被称为安鲁温度(Unruh Temperature)^[10],可被表示为 $T_U = \frac{\hbar a}{2\pi k c}$,其中 a 为体系的加速度。比较霍金辐射与安鲁辐射两种辐射下的温度公式,不难看出,二者形式几乎完全相同,唯一差异是:前者辐射温度的起因是重力场 g ,后者是加速度场 a ,而这事实上是广义相对论等效原理的结果。在处于匀加速运动状态的观察者看来,他自己处于一个离视界(horizon)固定的位置(等价于其感受到了对应的重力加速度);在处于惯性系平直空间的观察者看来,处于匀加速运动状态的物体等价于黑洞重力场中的物体。在视界附近,因量子涨落而引起的虚光子对中的一个,可能落入黑洞视界内而不被观测到;另一个因在视界外可以被观测到,并且表现出随机热谱的特征^[11]。因此,在这种意义上,霍金辐射与安鲁辐射互相等价,二者可以被合并称为“霍金-安鲁辐射”(HUR, Hawking-Unruh Radiation)。

若能从实验上证实 HUR,可能对物理学产生深远的影响。正如前所述,HUR 的实验验证,可能开启一扇通往“量子引力理论”、大统一理论、乃至所谓万物终极理论的大门^[12-13]。另外,HUR 效应意味着,粒子观念本身也是相对的,依赖于观测者所处的参考系。通常观念中的动量、能量、时间、长度等物理量,都具有相对性,在不同参考系下,上述物理量可能具有不同的值;而 HUR 则进一步把这个“相对性”概念推到极致:我们观测到的是一个粒子,还是“什么都没看到”(即真空态),观测到的结果同样取决于观测者所处的参考系。一个惯性参考系下的闵可夫斯基(Minkowski)真空态,在另一非惯性参考系看来可能有“实在的”粒子,亦即 Rindler 粒子^[14]。如能从实验上对这种“粒子观念本身的相对性”加以研究和确认,对“相对性”概念发展而言具有里程碑意义^[14-15]。

HUR 是非常微弱的效应^[16]。在地球表面重力加速度 g_E 下,HUR 只有 4×10^{-20} K。即使普通的黑洞,假定其质量为10倍太阳质量, $M = 10M_\odot$,HUR 温度也仅有 6.23×10^{-9} K。考虑到宇宙本底辐射温度2.7 K,以及星际背景中各种杂散本底光子的干扰,实验上对上述 HUR 进行观测极其困难。除非天文观测中发现超大质量的黑洞,或者实验探测方法灵敏度有多个量级的提高,否则仅靠目前实验手段对重力场中的 HUR 进行观测是不现实的。

随着超强激光技术的发展,目前可获得 10^{23} W/cm²量级的超强光场,其对应的电场可达 10^{12} V/cm。如果将电子置于此超强激光场中,电子所感受到的加速度可达 $10^{25}g_E$ 以上,其对应的 HUR 温度约为 6.23×10^5 K。这个相对高的辐射温度,为实验上观测和研究 HUR 带来希望。

本文将对 HUR 的基本理论、HUR 实验室研究的基本方法等进行阐述,并评述文献中不同超强激光实验方案的优缺点。

1 量子辐射简介

安鲁辐射可以被解释为一种量子效应。考虑一个做匀加速运动的粒子,在时间依赖的微扰理论(Time-Dependent Perturbation Theory, TDPT)框架下,其初态体系波函数可以写作^[17]

$$|i\rangle = |\tau \rightarrow -\infty\rangle = |E_0\rangle \otimes |0_M\rangle \quad (1)$$

其中 $|0_M\rangle$ 是闵可夫斯基真空态, $|E_0\rangle$ 表示测试粒子本身处于基态。假定其末态处于第 n 激发态 $|f\rangle = |E_n\rangle$,从初态跃迁到末态的跃迁概率可表示为 $P_{0 \rightarrow n} \equiv \langle f|H|i\rangle$ 。在弱耦合近似条件下,利用 TDPT,可计算出^[17]

$$P_{0 \rightarrow 1} \propto \frac{1}{e^{2\pi\Omega_r c/a} - 1} \equiv \frac{1}{e^{E_r/kT} - 1} \quad (2)$$

这里 Ω_r 是谐振子频率, $E_r = \hbar\Omega_r$ 。这里温度 $T \equiv \frac{\hbar a}{2\pi k c}$ 自然出现了。测试粒子所感受到的加速度 a ,可以来自重力场,也可以来自电磁场(洛伦兹力)。对于这种量子效应,从处于匀加速坐标系中的测试粒子角度观察,该测试粒子与温度场中的粒子发生散射;而在处于惯性系中的观察者看来,测试粒子发出了一对一定程度上相互纠缠的粒子^[18]。由于散射的随机性,这对光子的角动量、动量等量子数并非完全地纠缠在一起,而是具有一定的随机性。

类似的量子效应情况,在动态卡斯米尔效应(Dynamic Casimir Effect, 又被称为移动镜子效应 Moving Mirror Effect)中也存在着^[19]。这里,在惯性系观察者看来,测试粒子的视界在不断变化,其视界扮演着动态卡斯米尔效应中移动镜子的角色。

事实上,不仅匀加速运动坐标系有形如公式(2)的结果,在其他非匀加速度体系,如储存环、潘宁阱、强激光电磁波场等周期性加速度场中,也会有类似的温度场出现。特别是强激光中的 HUR 现象,近来受到广泛关注。

将一个质量为 m 的电荷放在角频率为 ω 的强激光场中,电荷因感受到电磁场的周期性强加速作用而发生抖动,随之发出一个乃至多个光子。发出一个光子过程的费曼图如图 1 所示,其中 γ' 是背景场的虚光子;发出一对光子过程的费曼图如图 2 所示,这个过程发射出一对有一定相互纠缠性的实光子 γ_1 和 γ_2 。前者被称为 Larmor 辐射(Larmor Radiation, LmRd);后者发出一对具有一定量子关联性的纠缠光子对,被称为量子辐射,亦即安鲁辐射。两个费曼图中,电子和虚光子以及出射实光子之间的耦合顺序不同。

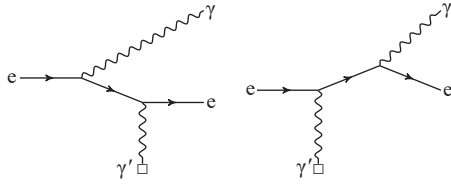


Fig. 1 Feynman diagrams of Larmor radiation (LmRd)^[20]

图 1 LmRd 费曼图^[20]

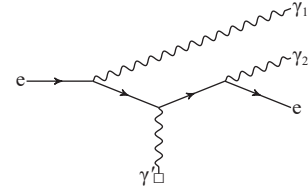


Fig. 2 Feynman diagram of Hawking-Unruh radiation (HUR)^[20]

图 2 HUR 费曼图^[20]

当满足如下条件:电荷的静止质量 m 远大于光子能量即 $mc^2 \gg \hbar\omega$, 以及 $qE \ll m\omega c$ 和 $qB \ll m\omega c$ (其中 ω 是光子的角频率, q 是粒子的电荷, E 是电场强度, B 是磁感应强度)时,发生单光子 LmRd 的概率可以表示为^[18]

$$P_{\text{Larmor}}^{(1\gamma)} = \alpha_{\text{QED}} \left[\frac{qE}{m\omega} \right]^2 O\left(\frac{\omega T}{2}\right) \quad (3)$$

其中 α_{QED} 是精细结构常数。

发出部分纠缠的光子对,亦即量子辐射或 HUR 的概率可以表示为^[18]

$$P_{\text{HUR}}^{(2\gamma)} = \frac{\alpha_{\text{QED}}^2}{4\pi} \left[\frac{E}{E_s} \right]^2 O\left(\frac{\omega T}{30}\right) \quad (4)$$

这里 $E_s = m^2/e$ 是施温格场强 (Schwinger field strength)。

LmRd 辐射的费曼图见图 1,其幅度可以表示为^[20]

$$A_{\text{Larmor}}^{(1\gamma)} \sim q^2 \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_E + O\left(\frac{1}{m}\right) \quad (5)$$

其中 \mathbf{a}_1 是出射光子的幅度, \mathbf{a}_E 是外加激光的幅度。

HUR 的费曼图见图 2,其幅度可以表示为^[20]

$$A_{\text{HUR}}^{(2\gamma)} \sim \frac{q^3}{m} (\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2) [(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{a}_E] \quad (6)$$

其中 \mathbf{a}_i 和 \mathbf{k}_i ($i=1, 2$) 分别是两个出射光子的幅度和动量。

2 霍金-安鲁辐射实验研究观测方法

只要处于加速运动状态,粒子就会浸浴在量子效应所引起的 HUR 热辐射场中。然而, HUR 效应很弱,在实验室条件下观测和研究 HUR 具有挑战性。实验研究 HUR 的方法一般可以分为三大类:超精确测量、超强加速,以及人工黑洞方法。

第一类方法超精确测量中, HUR 中的粒子通常加速度较低,可获得的 HUR 温度 T_{HUR} 也因此较低,直接测量 T_{HUR} 很困难。但借助超精确测量观测 T_{HUR} 引起的次级效应可以实现间接测量。例如:在储存环、潘宁阱、微波腔等环境中^[10, 21-23], 离子做周期性加速运动,该运动所引起的 HUR 温度辐射场将会影响到离子的自旋,使得离子退极化。因此,可以通过超精细测量方法,测量离子的退极化率来研究 HUR。又如, HUR 也可以通过玻色-爱因斯坦凝聚等超精细测量的方法进行研究^[24-26]。

第二类方法超强加速法中, 研究测量 HUR 的主要目标是通过给粒子施加尽可能大的加速度以获得尽可能高的温度 T_{HUR} , 从而测量高温 T_{HUR} 伴随的黑体辐射谱。例如: 在粒子物理领域, 粒子间的碰撞时有非常大的加速度, 其伴随的 HUR 热辐射可能会影响到最终出射粒子的能谱^[27]。又如: 若将电子置于强激光场中, 电子因强激光施加的电磁力而有望产生 T_{HUR} 在 keV 量级的热辐射^[28]。

第三类研究 HUR 的方法是人工黑洞法。它的核心是通过制造一个波传播的人工黑洞, 以此类比重力黑洞, 进而研究此人工黑洞视界周围包括 HUR 在内的各种物理现象。用来制造人工黑洞的载体可以是光波^[4]、水波^[29-30]、声波^[31-32] 等等。相较于其他两种实验方案, 人工黑洞法较易实现。当然, 值得注意的是, 人工黑洞尽管对重力黑洞研究有很多借鉴意义, 但其代表的物理过程, 仅仅是对重力黑洞的一种类比^[10]。

本文将主要介绍第二类和第三类 HUR 研究方案中, 以强激光为手段的研究方法, 也就是激光人工黑洞法和激光加速法。对于其他实验方法, 本文将不做展开介绍, 可查阅其他综述文章^[2, 10, 33]。

2.1 光学人工黑洞方案

光学人工黑洞方案是利用光在非线性介质中的传播特性来实现对黑洞的模拟。光波在均匀介质中的传播速度 v_ϕ 可以表示为^[34]

$$v_\phi = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)v \quad (7)$$

其中 c 、 v 分别为光在真空中的传播速度和介质中的运动速度, n 为介质的折射率。从上式可以看出, 如果光波在介质中传播, 而介质本身以一定的速度反向运动(即上式中 c 和 v 反平行), 那么一定条件下, $v_\phi \rightarrow 0$ 可以成立。也就是说, 由于介质的运动, 将会形成波传播无法逾越的视界, 因此就创造出了一个黑洞。一个典型的例子就是瀑布里的鱼: 比较鱼速和水流速度, 如果鱼游速不足, 从下游逆流而上的鱼就无法达到上游, 被封禁在一个界限内; 反过来, 若鱼从上游过来, 超过这个界限后, 就会无法回头进入黑洞。这个界限就是“鱼黑洞”的视界。

基于波在运动介质中的传播, 人们已经利用水波^[29-30]、声波^[31-32] 等制造出了人工黑洞。然而在利用光波时, 却遇到了技术性难题。因为光速非常快, 让光介质以与光速相比拟的高速运动, 几乎是不可能的, 因此光学人工黑洞模拟需要另辟蹊径。所采取的基本策略是, 将不再采取水波、声波黑洞实验中让介质自身运动起来的办法, 而是对光学介质进行扰动。所做扰动本身可以以近光速的速度运动^[4], 进而创造出一个运动着的光学黑洞。

当超强激光脉冲在介质中传播时, 由于 Kerr 效应^[35], 介质的折射率会因扰动发生变化

$$n = n_0 + \delta n \quad (8)$$

这里 δn 是激光强度的函数。因此, 当光脉冲在介质中以一定速度 v_ϕ 运动时, 受到扰动的折射率 n 也会以同样的速度 v_ϕ 在介质中传播。

电磁波在电介质中传播时, 其方程可写为^[36]

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mu_0 \partial_t^2 \mathbf{P} + \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{E} = 0 \quad (9)$$

其中 \mathbf{P} 是材料的电极化强度

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(3)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E} + \dots \right] \quad (10)$$

如果取近似 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) \simeq -\nabla^2 \mathbf{E}$, 则方程 (9) 可改写为

$$\partial_x^2 \mathbf{E} + \partial_\perp^2 \mathbf{E} - \mu_0 \partial_t^2 \mathbf{P} - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{E} \simeq 0 \quad (11)$$

假设介质中有两束光: 泵浦光 \mathbf{E}_p 和探针光 \mathbf{E}_s , 因此有 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_p + \mathbf{E}_s$, 则等式 (10) 可改写成

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left\{ \left[\chi^{(1)} + \chi^{(3)} (\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_p) \right] \mathbf{E}_s + 2\chi^{(3)} (\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_s) \mathbf{E}_p \right\} \quad (12)$$

把上式以及 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_p + \mathbf{E}_s$, 代入方程 (11), 可得

$$\left(\partial_x^2 + \partial_\perp^2 - \frac{1}{c^2} (1 + \chi) \partial_t^2 \right) \mathbf{E}_s \simeq \frac{2}{c^2} \chi^{(3)} \partial_t^2 ((\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_s) \mathbf{E}_p) \quad (13)$$

其中 $\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(3)} |\mathbf{E}_p|^2$ 。如果要求泵浦光和探针光的极化方向互相垂直, 即 $\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_s = 0$, 则上式右端为 0, 这样方程可化简为

$$\left(\partial_x^2 + \partial_\perp^2 - \frac{1}{c^2}(1+\chi)\partial_t^2\right)\mathbf{E}_S \approx 0 \quad (14)$$

因此, 探针光的度规可以写作

$$g_{\mu\nu} = \text{diag}\left(\frac{c^2}{n^2}, -1, -1, -1\right) \quad (15)$$

其中 $n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)}|\mathbf{E}_P|^2}$ 。由此可以看出, 由于 n 对泵浦光 \mathbf{E}_P 的依赖性, 探针光在泵浦光所创造空间中的几何方程, 是弯曲时空度规。由此可见, 利用泵浦光脉冲对介质做非线性扰动创造人工光学黑洞的方法是可行的。

文献 [36-37] 中介绍了上述方法实现的方案。文中, 将一台 10 Hz, 1 ps, 最大单脉冲能量为 6 mJ 的激光器的激光脉冲调制成贝塞尔束, 然后入射到熔融的石英玻璃中, 见图 3(a)。激光在熔融石英玻璃中会发生非线性自聚焦现象, 在垂直传播方向形成二维黑洞, 在细丝界面上发出的光子被光谱仪探测记录。该文声称观测到了, HUR 能谱中心值随入射激光束能量变化而变化的情况, 见图 3(b)。

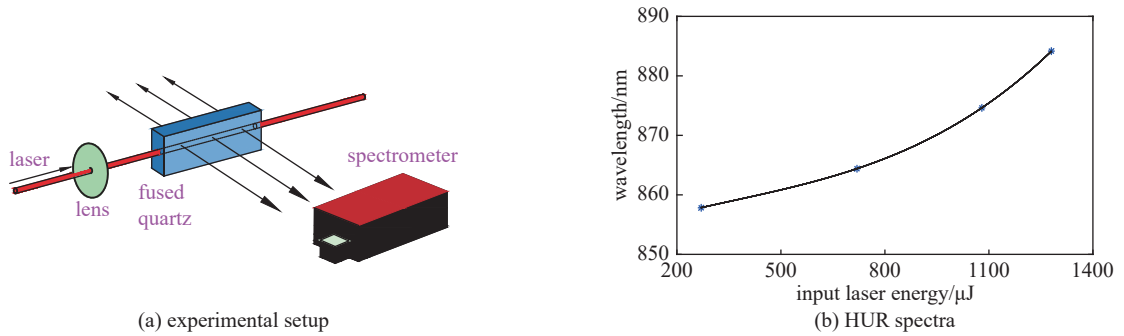


Fig. 3 The experimental setup for artificial blackhole and the center of the HUR spectra vs the laser beam energy^[37]

图 3 光学人工黑洞实验方案示意图及光谱仪测量 HUR 光谱中心值随入射激光能量变化趋势图^[37]

利用泵浦光对光学晶体光纤 (Optical Crystal Fiber, OCF) 扰动, 也可以创造出人工光学黑洞或白洞^[38]。如图 4 所示, 当强激光在 OCF 中传播时^[4], 激光对介质的扰动使折射率 n 发生变化, $n = n_0 + \delta n$ (见公式 (8))。一般情况下, $\delta n > 0$, 因此折射率 n 随光强增加而增加。

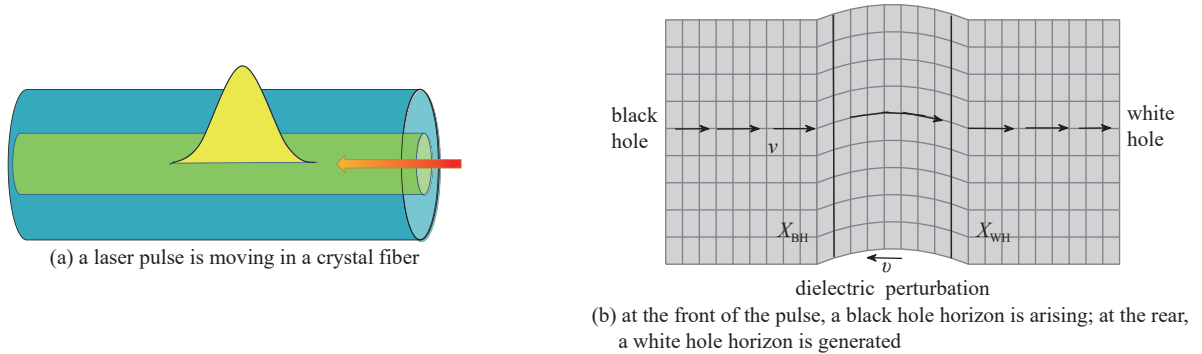


Fig. 4 Scheme of generating blackhole/whitehole horizons with a crystal fiber^[4, 38]

图 4 利用晶体光纤产生黑洞/白洞视界的实验方案

当一个探针光脉冲处于扰动的前沿 (图 4(a)) 时, 若介质受扰动的速度 v 大于探针光光速 c/n_0 , 即 $v > c/n_0$, 则探针光逐步进入扰动区域。此后, 由于扰动区域的光强增加, δn 进一步增加, 这导致探针光速度不断减小, 当超过某个界限 X_{BH} 时, 探针光就再也无法逃离扰动区域, 相当于被黑洞吞噬。这个界限 X_{BH} 就是黑洞的视界。

在扰动区域的后沿, 情况正好相反: 若一探针光以速度 c/n_0 从后沿逐渐靠近扰动区域, 即 $v < c/n_0$, 在靠近过程中, δn 的增加使探针光速度减小; 当达到某个界限 X_{WH} 时, 探针光速度减小到比扰动速度 v 还小, 将无法追上界限 X_{WH} 。由此可见, 这个界限 X_{WH} 即是白洞的视界。

在文献 [38] 中, 首次观测到了 OCF 中白洞表面蓝移现象。目前, 利用 OCF 制造黑洞、白洞, 已成为研究 HUR, 以及相关量子现象的重要手段之一^[39-42]。

2.2 强激光加速方案

强激光加速方案是直接把电荷置于强激光场中, 使其获得超强加速度, 进而研究 HUR。该实验方案的核心问

题是如何提高信噪比。

如公式(3)和(4)所示,将一个带电粒子放入强激光场中,会同时产生 LmRd 和 HUR,前者是伴随产生的本底噪声。定义信噪比

$$\eta_{\text{SNR}} \equiv \frac{P_{\text{HUR}}^{(2\gamma)}}{P_{\text{Larmor}}^{(1\gamma)}} \quad (16)$$

代入公式(3)和(4)可得

$$\eta_{\text{SNR}} \propto \left(\frac{\omega}{m}\right)^2 \quad (17)$$

从上式可以看出激光角频率 ω 越大, m 越小,则信噪比越高。如此看来,选用电子(而不是其他重离子)和紫外光(而不是红外光),会提高信噪比。这一点可以从下面公式更清晰地看出。

定义带电粒子所感受到的加速度, $a \equiv \frac{Eq}{m}$, LmRd 和 HUR 的辐射功率可表示为^[43]

$$W_{\text{Larmor}}^{(1\gamma)} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2 \Rightarrow 5.7 \times 10^{-51} a^2 \text{ [CGS units]} \quad (18)$$

$$W_{\text{HUR}}^{(2\gamma)} = \frac{\hbar r_0}{90\pi c^6} a^4 \Rightarrow 4.1 \times 10^{-118} a^4 \text{ [CGS units]} \quad (19)$$

从以上两式可看出, LmRd 功率随加速度的平方增长;而 HUR 功率随加速度的 4 次方增长。在相同加速电场情况下,大荷质比的电子所获得的加速度更大, HUR 相对于 LmRd 增加更迅猛。

上面计算信噪比 η_{SNR} 时没有考虑两种辐射的角分布。事实上,若考虑角分布,在特定角度上放置探测器,可以使信噪比 η_{SNR} 进一步提高。LmRd 和 HUR 的角分布不同(见公式(5)和(6))^[11],因此信噪比 η_{SNR} 是角度依赖的。在质心系中, LmRd 和 HUR 的角分布如图 5(a) 所示,二者的极值方向成 90° 夹角。将其转换到实验室坐标系后,二者的极值方向夹角为 $\theta_{\text{max}} \simeq \frac{1}{2\gamma}$, 其中 γ 是电子束的相对论因子^[18],如图 5(b) 所示。因此,为了提高 LmRd 和 HUR 的空间区分度,需要电子的能量尽可能小(亦即 $\gamma \rightarrow 1$)。

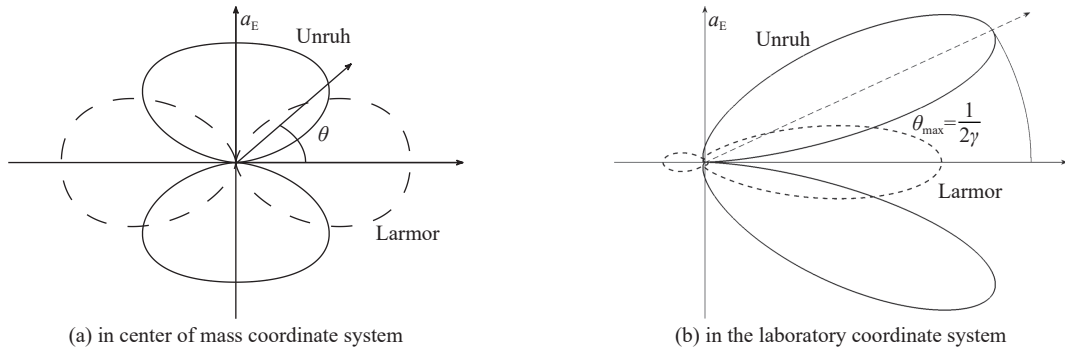


Fig. 5 Angular distributions of Larmor and Unruh radiations^[18]

图 5 LmRd 和 HUR 强度角分布示意图^[18]

此外,也可基于辐射能谱与角度依赖关系,通过能量开窗等方法进一步鉴别 LmRd 和 HUR 能谱^[14]。

综上所述,一个理想的激光加速 HUR 实验方案应尽可能满足如下条件:测试电荷的质量尽可能小($m \rightarrow 0$);辐射场光子频率尽可能高($\omega \rightarrow \infty$);被驱动电荷的速度尽可能低($\gamma \rightarrow 1$);光子场强度尽可能高($E \rightarrow \infty$);被驱动离子流强尽可能强($I_{\text{ion}} \rightarrow \infty$);以及在合适的出射角放置探测器。或者用一句话来表达实验的要点:利用强流低能电子束与强流高能 X 射线束相互作用,然后在合适的空间角度上探测 HUR 纠缠态光子对。

迄今为止,尽管还没有从激光加速方案上观测到 HUR,但是很多用来探测 HUR 的有创意、极有希望的强激光加速实验方案相继被提出。例如,1999 年,文献[28]提到的方案中,详细地考虑了电子在光场中的颤动,认为存在一个 LmRd 为 0 的盲点(θ, ϕ) = (1/a π , 0),而 HUR 在这个点上却不为 0。因此,若在此点上放置探测器,则可以最大限度地避开 LmRd 本底,获得最佳信噪比。

又如,在文献[18]中,Thirolf 等人提出了两种有代表性的实验方案。其中一种见图 6,实验方案所用基本参数:激光加速生成电子束能量约 150 MeV,第二束激光光子能量 2.5 eV。方案中用到两束强激光,一束激光通过毛细管

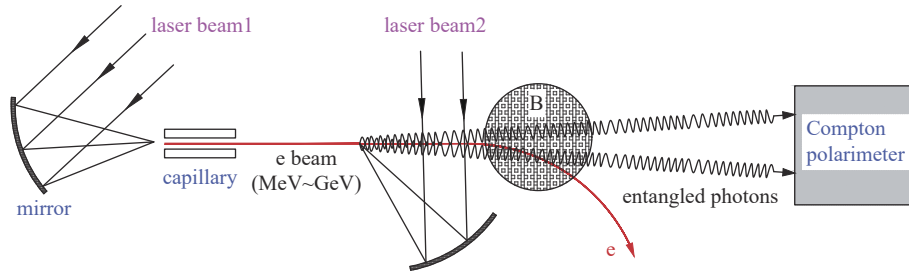


Fig. 6 A proposed setup for studies of HUR by using a laser-accelerated electron beam interacting with another laser beam^[18]

图6 激光加速电子束与第二束激光相互作用, 研究 HUR 实验方案^[18]

加速方法产生 MeV 至 GeV 的短脉冲电子束, 此电子束再进一步和第二束激光对撞。电子束在第二束激光内的抖动将产生 HUR, 被后续探测器探测。

文献 [18] 中, 还提到了另一种实验方案 (见图 7), 其中电子束能量约为 1 MeV; 所产生的 X 射线能量预期约在 20 keV 左右, 光强 2×10^{25} W/cm²。该方案利用到了三束激光: 第一束强激光通过气体加速的方法, 产生 1 MeV 左右的短脉冲电子束 I_e ; 第三束激光打在固体薄膜上, 在薄膜对侧产生 $\gamma \sim 70$ 电子层; 这个电子层再与第二束激光 (光子能量 $E_3 = \hbar\omega_0$) 发生康普顿散射, 产生能量为 $4\gamma^2\hbar\omega_0$ 的背散射 X 射线束 I_x 。这个 X 射线光子束 I_x 与来自第一束激光加速的电子束 I_e 相互作用, 所产生的 HUR 能谱被探测器探测。之所以要通过这样复杂的方式产生 I_x , 是因为光子能量越高, HUR 越强 [见公式 (4)], 相对 LmRd 信噪比越高 [见公式 (17)]。

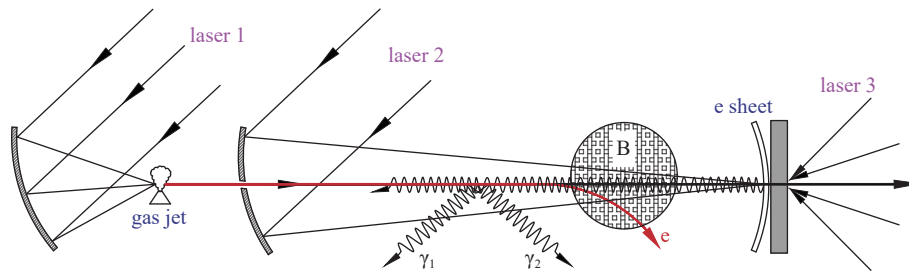


Fig. 7 A proposed setup for studies of HUR by using a laser-accelerated electron beam interacting with another laser-accelerated X-ray beam^[18]

图7 利用激光加速产生的电子束, 与激光加速产生的康普顿散射 X 射线束相互作用, 研究 HUR 实验方案^[18]

事实上, 除了上述文献 [18] 中提到的用激光加速方法产生 X 射线外, 所需 X 射线也可通过自由电子激光装置直接获得^[44]。在文献 [43] 中, 作者提议利用斯坦福直线加速器中心 (Stanford Linear Accelerator Center) 的自由电子激光装置产生的 8 keV X 射线束, 直接与电子束相互作用来观测 HUR。预期在 4π 立体角内, LmRd 和 HUR 发生的功率比约在 10^{-4} 量级, 在进一步采用优化探测角度、能谱开窗等手段后, 有望观测甄别出 HUR。

利用上述各种方案所产生的 HUR 温度约在数 keV 量级, 这样的光子可以用高纯锗、闪烁体等探测器进行检测。在光子鉴别方面, 除了可通过前述优化空间布局、双光子复合测量、角分布、能量开窗等方法来判断是否为 HUR 或者 LmRd 外, 光子的另一参量, 极化, 也可以被用做判据, 用以区分测量到的光子是否为纠缠态光子。光子的极化度可通过光子的康普顿散射角分布加以测量。事实上, 极化光子的康普顿散射出射最大值方向与其极化方向垂直, 这样的极化特征可以采用位置灵敏的高纯锗探测器、硅探测器或者微通道板探测器等加以测量。

除了 LmRd 本底外, 强激光打靶实验中所伴随的强电磁干扰也是此类实验必须克服的问题。强激光打靶时, 伴生的电磁波几乎遍布所有波段, 从静态场 ($\hbar\omega \rightarrow 0$), 到 X 射线波段 ($\hbar\omega \sim 1$ keV), 乃至 γ 射线波段 ($\hbar\omega \sim 1$ MeV) 都相对比较强^[45]。因此, 为了探测目标波段在 keV 量级的 HUR, 需要采取一些措施。例如, 针对特定波段进行电磁屏蔽优化^[46]; 探测仪器远离强辐射区 (例如用光导纤维把信号传输到低辐射区域^[47]) 等等。

就目前情况看, 方案都还不够成熟, 仍有改进的余地, 需针对现有条件, 做进一步优化。正如前述, 需要有针对性地在如何产生低能强流电子束、高能强流 X-射线束以及在特定角度上探测等实验关键点上, 做更多的优化模拟研究, 以期获得最佳 HUR 探测效果。

3 结论

霍金-安鲁辐射实验有望为量子引力理论、大统一理论, 以及弦论等诸多基础物理理论和假说提供重要的实验判据, 扮演着奥卡姆剃刀 (Occam's Razor) 的角色。HUR 实验研究的深入将会推动诸多物理学前沿领域的发展。

HUR 可以通过声波、光波、水波、玻色-爱因斯坦凝聚乃至天文直接观测等手段加以研究。强激光技术的迅猛发展为研究 HUR 提供了重要契机,是 HUR 实验研究的重要组成部分。利用强激光可以在非线性光学介质中产生人工光学黑洞,进而对 HUR 性质进行研究;也可以通过超强激光对电子的加速作用直接产生和观测 HUR。这些手段为激发能量为 keV 量级的 HUR 谱提供了希望。相信强激光与黑洞物理的交叉融合,将会推动人类对 HUR 的深入研究,推动量子引力理论的发展,乃至推动人类进入更远的知识疆界。

致 谢 感谢戴德昌教授在本文写作过程中所做的深入、启发性讨论。

参考文献:

- [1] Carlip S. Quantum gravity: a progress report[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2001, 64(8): 885-942.
- [2] Howl R, Hackermüller L, Bruschi D E, et al. Gravity in the quantum lab[J]. *Advances in Physics: X*, 2018, 3: 1383184.
- [3] Xu Renxin, Wu Fei. Ultra high energy cosmic rays: strangelets?[J]. *Chinese Physics Letters*, 2003, 20(6): 806-809.
- [4] Faccio D. Laser pulse analogues for gravity and analogue Hawking radiation[J]. *Contemporary Physics*, 2012, 53(2): 97-112.
- [5] Hajicek P. Origin of Hawking radiation[J]. *Physical Review D*, 1987, 36(4): 1065-1079.
- [6] Almheiri A, Hartman T, Maldacena J, et al. The entropy of Hawking radiation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2021, 93: 035002.
- [7] Fulling S A. Nonuniqueness of canonical field quantization in Riemannian space-time[J]. *Physical Review D*, 1973, 7(10): 2850-2862.
- [8] Davies P C W. Scalar production in Schwarzschild and Rindler metrics[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 1975, 8(4): 609-616.
- [9] Unruh W G. Notes on black-hole evaporation[J]. *Physical Review D*, 1976, 14(4): 870-892.
- [10] Crispino L C B, Higuchi A, Matsas G E A. The Unruh effect and its applications[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2008, 80(3): 787-838.
- [11] Schützhold R, Schaller G, Habs D. Publisher's note: signatures of the Unruh effect from electrons accelerated by ultrastrong laser fields [Phys. Rev. Lett. 97, 121302 (2006)][J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97: 139904.
- [12] Bays H. Adiposopathy, metabolic syndrome, quantum physics, general relativity, chaos and the Theory of Everything[J]. *Expert Review of Cardiovascular Therapy*, 2005, 3(3): 393-404.
- [13] Laughlin R B, Pines D. The Theory of Everything[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2000, 97(1): 28-31.
- [14] Schützhold R, Schaller G, Habs D. Tabletop creation of entangled multi-keV photon pairs and the Unruh effect[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 091301.
- [15] Singleton D, Wilburn S. Hawking radiation, Unruh radiation, and the equivalence principle[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107: 081102.
- [16] Peña I, Sudarsky D. On the possibility of measuring the Unruh effect[J]. *Foundations of Physics*, 2014, 44(6): 689-708.
- [17] Lin S Y, Hu B L. Backreaction and the Unruh effect: new insights from exact solutions of uniformly accelerated detectors[J]. *Physical Review D*, 2007, 76: 064008.
- [18] Thirolf P G, Habs D, Henig A, et al. Signatures of the Unruh effect via high-power, short-pulse lasers[J]. *The European Physical Journal D*, 2009, 55(2): 379-389.
- [19] Dodonov V V. Current status of the dynamical Casimir effect[J]. *Physica Scripta*, 2010, 82: 038105.
- [20] Schützhold R, Maia C. Quantum radiation by electrons in lasers and the Unruh effect[J]. *The European Physical Journal D*, 2009, 55(2): 375-378.
- [21] Levin O, Peleg Y, Peres A. Unruh effect for circular motion in a cavity[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 1993, 26(12): 3001-3011.
- [22] Bell J S, Leinaas J M. The Unruh effect and quantum fluctuations of electrons in storage rings[J]. *Nuclear Physics B*, 1987, 284: 488-508.
- [23] Belyanin A, Kocharovsky V V, Capasso F, et al. Quantum electrodynamics of accelerated atoms in free space and in cavities[J]. *Physical Review A*, 2006, 74: 023807.
- [24] Fabbri A, Balbinot R. Ramp-up of Hawking radiation in Bose-Einstein-condensate analog black holes[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126: 111301.
- [25] Gooding C, Biermann S, Erne S, et al. Interferometric Unruh detectors for Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125: 213603.
- [26] Rodríguez-Laguna J, Tarruell L, Lewenstein M, et al. Synthetic Unruh effect in cold atoms[J]. *Physical Review A*, 2017, 95: 013627.
- [27] Kharzeev D. Quantum black Holes and thermalization in relativistic heavy ion collisions[J]. *Nuclear Physics A*, 2006, 774: 315-324.
- [28] Chen P, Tajima T. Testing Unruh radiation with ultraintense lasers[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(2): 256-259.
- [29] Euvé L P, Robertson S, James N, et al. Scattering of co-current surface waves on an analogue black hole[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 141101.
- [30] Patrick S, Goodhew H, Gooding C, et al. Backreaction in an analogue black hole experiment[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126: 041105.
- [31] Pelat A, Gautier F, Conlon S C, et al. The acoustic black hole: a review of theory and applications[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2020, 476: 115316.
- [32] 高南沙, 张智成, 王谦, 等. 声学黑洞研究进展与应用[J]. *科学通报*, 2022, 67(12): 1203-1213. (Gao Nansha, Zhang Zhicheng, Wang Qian, et al. Progress and applications of acoustic black holes[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2022, 67(12): 1203-1213)
- [33] Barceló C, Liberati S, Visser M. Analogue gravity[J]. *Living Reviews in Relativity*, 2011, 14: 3.
- [34] Frercks J. Fizeau's research program on ether drag: a long quest for a publishable experiment[J]. *Physics in Perspective*, 2005, 7(1): 35-65.
- [35] Agrawal G. Nonlinear fiber optics[M]. 5th ed. Oxford: Academic Press, 2013.
- [36] Rubino E, Belgiorno F, Cacciatori S L, et al. Experimental evidence of analogue Hawking radiation from ultrashort laser pulse filaments[J]. *New Journal of Physics*, 2011, 13: 085005.

- [37] Belgiorno F, Cacciatori S L, Clerici M, et al. Hawking radiation from ultrashort laser pulse filaments[J]. [Physical Review Letters](#), 2010, 105: 203901.
- [38] Philbin T G, Kuklewicz C, Robertson S, et al. Fiber-optical analog of the event horizon[J]. [Science](#), 2008, 319(5868): 1367-1370.
- [39] Rubino E, McLenaghan J, Kehr S C, et al. Negative-frequency resonant radiation[J]. [Physical Review Letters](#), 2012, 108: 253901.
- [40] Drori J, Rosenberg Y, Bermudez D, et al. Observation of stimulated Hawking radiation in an optical analogue[J]. [Physical Review Letters](#), 2019, 122: 010404.
- [41] Wang Weibin, Yang Hua, Tang Pinghua, et al. Soliton trapping of dispersive waves in photonic crystal fiber with two zero dispersive wavelengths[J]. [Optics Express](#), 2013, 21(9): 11215-11226.
- [42] Petty J, König F. Optical analogue gravity physics: resonant radiation[J]. [Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences](#), 2020, 378: 20190231.
- [43] Ispirian K A. High energy experimental proposals for the study of Unruh (effect) radiation[C]//Proceedings of the 3rd International Conference on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics. 2012: 209-212.
- [44] Ringwald A. Fundamental physics at an X-ray free electron laser[C]//Proceedings of the Electromagnetic Probes of Fundamental Physics. 2003: 63-74.
- [45] Consoli F, Tikhonchuk V T, Bardon M, et al. Laser produced electromagnetic pulses: generation, detection and mitigation[J]. [High Power Laser Science and Engineering](#), 2020, 8: e22.
- [46] Han Manfen, Zheng Jinxing, Zeng Xianhu, et al. Investigation of combined degrader for proton facility based on BDSIM/FLUKA Monte Carlo methods[J]. [Nuclear Science and Techniques](#), 2022, 33: 17.
- [47] Hu Po, Ma Zhiguo, Zhao Kai, et al. Development of gated fiber detectors for laser-induced strong electromagnetic pulse environments[J]. [Nuclear Science and Techniques](#), 2021, 32: 58.