

利用快速射电暴检验爱因斯坦等效原理

张松波 张 博 魏俊杰 吴雪峰

(中国科学院紫金山天文台 210008)

刚刚过去的 2015 年距离爱因斯坦 1915 年广义相对论的发表正好过去了 100 年，魏俊杰等人利用快速射电暴不同频率光子到达地球的时间差，给出了迄今为止对于爱因斯坦等效原理的最精确检验^①。下面，我们将向大家详细地介绍这个工作。

1. 什么是爱因斯坦等效原理

等效原理是广义相对论和其他许多引力理论的基本原理之一，据说是令爱因斯坦“最开心的灵感”。等效原理又分为强形式与弱形式，弱形式的直接表述为：惯性质量=引力质量。回顾中学课本上的牛顿第二定律： $F = ma$ ；左边是力，右边是质量和加速度，我们只要进行一个简单的处理就可以得到广义相对论的基础——等效原理。左边既然是力，那自然是什么力都可以，我们就将引力作为这个力。如图 1 所示，假设一个人在半空中，没有任何支撑，也不考虑空气的浮力、摩擦力等，总之他受到的力只有地球对他的吸引力（假设人与地球都为质点）。根据牛顿万有引力定律，引力与质量成正比，与距离的平方成反比。因此他受到的 F 只与他到地心的距离以及他和地球的质量有关，再乘以一个常数就可以了。地心距离与地球的质量也可以当作常数，因为换一个人也是一样的。譬如我胖一点，你瘦一点，对于这两项并没有影响，所以我们干脆都丢进常数里，写作 g ，那么就只剩下这个人的质量了。这里的质量是由引力定义的，我们加一个下标写成 m_g ，称为引力质量，那么这个人受到的引力就可以表述成 $F = m_g g$ 。牛顿第二定律的等式右边也有一个质量，我们结合牛顿第一定律可以得出，

如果他不受力，因为惯性，会保持静止或匀速直线运动；如果他受了力，那就有加速度 a 了，自然就可以得出右边的质量是由惯性定义的，我们写成 m_i ，称为惯性质量。将两个式子结合起来就得到了 $m_g g = m_i a$ ， g 和 a 都可以看作常数，很容易就可以得出 m_g 和 m_i 是成正比的，那么通过定义就可以将它们视做相等： $m_g = m_i$ ；也就是惯性质量=引力质量，注意这两个质量是独立定义出来的。

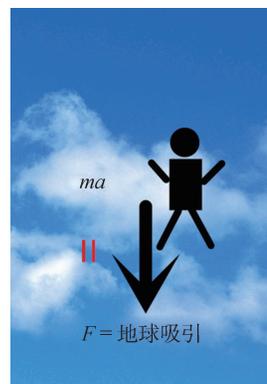


图 1 弱等效原理示意图

这样我们就推导出了等效原理的表达公式，当然这不是严格地推导。我们看到完全独立定义的两个质量在一番推导之后竟然相等了，既然相等那我们为何不将它们相互等效，这就是等效原理了。再换一个角度来看，如图 2 所示，把这个人装在一个箱子里，站在一个秤上，量一下是 70kg。假想将地球拿开，让箱子向上加速移动，加速度正好等于重力加速度，那么完全可以想象，秤上显示的依旧是 70kg。也就是说，对于这个人而言，地球的引力效应与以重力加速度向

上运动的效应是可以等效的，在箱子里面的他完全无法区分。这就是弱等效原理的另一种表达方式。

等效原理的强形式是从弱等效原理推广来的。前面我们提到的都只是力学效应，力学效应是无法区分的，如果将“力学效应”推广到“任何物理效应”，譬如“光电效应”，就是等效原理的强形式。本文只考虑等效原理的弱形式。

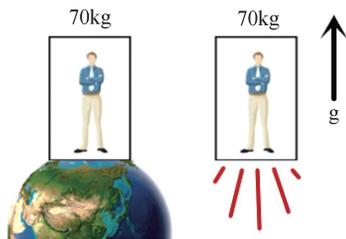


图2 弱等效原理的另一种表达方式

2. 从爱因斯坦等效原理到后牛顿参数化

距离广义相对论已经过去 100 年了，期间出现了很多与爱因斯坦广义相对论不同的引力度规理论，这些理论推导都非常严谨，不同的结果只因为建立在不同的基本原理上。其实基本原理说白了就是基本假设，跟公理一样，是无法去证明，只能选择相信或不相信的东西，所以谁也无法保证一定对，只是公认是这样而已。这些公理大部分时候都可以奏效，但譬如欧几里德几何原理的第五公设，虽然用了那么多年都没有问题，却有如罗巴切夫斯基(N. Lobachevsky)和黎曼(B. Riemann)这样的人非要去对着干，而且还建立起了庞大的体系。背后一些有趣的故事读者可以自己去寻找，这里我们就不赘述了。

所以对于那些不同于广义相对论的引力理论，我们也要抱有重视。如果我们详细去看爱因斯坦广义相对论，就会发现他所采取的大多是最简单的基本假设，譬如我们反复提到的爱因斯坦等效原理，可以拆分为三个条件：1. 满足弱等效原理；2. 满足局域洛伦兹不变性；3. 满足局域位置不变性。第一个条件我们在上一节已经详细描述过，后两个条件虽然名字听着玄奥，但简单点说，条件 2 讲的是结果与速度无关，条件 3 讲的是结果与位置和时间无关，也就是说我们计算的时候不用考虑参考系的速度、位置、时刻，当然

是最简单的假设。但既然爱因斯坦可以这样假设，别人就可以做不同的假设，自然就会得出不同的理论。

为了区分不同的引力理论，物理学家们建立起一套叫做后牛顿参数化 (parametric post-Newtonian formalism) 的方法^②，简称为 PPN。过程自然是公式连篇，最后的结果也相当繁杂，光是参数就有 10 个，这些我们就不用细究了，只需要知道不同的引力理论得到的参数值有些是不一样的。更幸运的是，这里我们只用考虑其中一个后牛顿参数 γ 就可以了。符合爱因斯坦等效原理的引力理论，预言不同粒子（质量可以忽略，中性）的 γ 相同；其中广义相对论预言的 γ 值为 1。

3. 为什么要选择快速射电暴

根据广义相对论，一个质量可以忽略的中性粒子（如光子或中微子等）在穿越一个引力场后会因为引力场的作用产生时间延迟（相比没有引力势多用的时间，也称为 Shapiro 时间延迟），用公式表达出来就是：

$$\Delta t = -\frac{1+\gamma}{c^3} \int U(r) dr, \quad (1)$$

其中 $U(r)$ 是引力势，而有关引力势的积分可以简单点理解为引力在拉扯着穿过其中的粒子，引力势越大，经过的路径越长，自然受的影响就越大，时间延迟也就越久了。（1）式中光速 c 是常数，那么需要确定的量就只有 γ 了，也就是我们在上一节中提到的后牛顿参数 γ 。这样看来，我们只需要关注这一个参数就可以了。在引力理论中， γ 描述的是单位质量引起的时空弯曲程度。

上面讲过，符合爱因斯坦等效原理的引力理论，预言不同粒子（质量可以忽略，中性）的 γ 相同。根据公式（1），不同的粒子在穿越引力场后，虽然会产生时间延迟，但只要是同时出发的（譬如同时产生于一次快速射电暴中），行走的路线又一样，那么时间延迟也都一样，所以同时出发的粒子最后又会同时到达地球。若 γ 是变化的，导致不同的粒子（或不同的能量的同一种粒子）产生的时间延迟不一样，最后到达地球的时间就不一样了，如图 3 所示。因此，我们只要找到同时出发的光子，等它们穿过一个引力场后，看看它们最后的到达时间是否有差别，就可以知

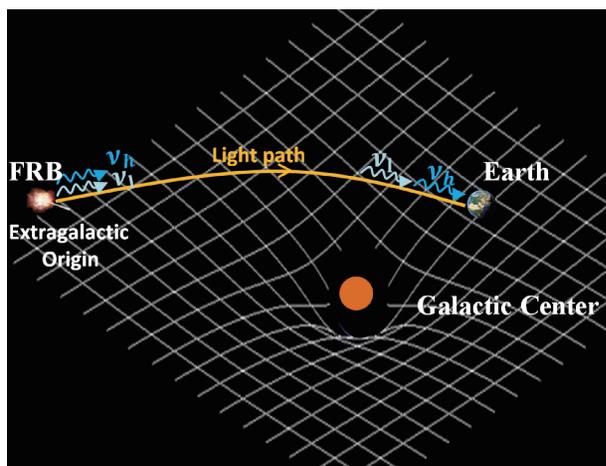


图3 快速射电暴同时发出的不同频率光子(若 γ 值存在差异)在银河系引力场中传播最后到达地球时间不同的卡通示意图

道爱因斯坦等效原理是不是对的了。

这个方法并不复杂,首先在1988年,隆戈(M. Longo)等人^④就利用来自超新星1987A的中微子和光子到达地球的时间差,对这一参数进行了检验。该超新星位于我们银河系的伴星系大麦哲伦云中,距离地球15万光年。假设它发出的中微子和光子是同时产生的,又考虑大麦哲伦云比银河系小得多,它的引力势可以忽略不计,所以只用考虑银河系的引力势,这样就可以求得公式(1)中的积分。将积分结果和其他常数一起做记 k 。如果中微子和光子非同时到达地球的原因是因为 γ 的不同(将光子和中微子的后牛顿参数 γ 分别记为 γ_1, γ_2),很容易就可以得到中微子和光子到达地球的时间差为: $\Delta t = |\gamma_1 - \gamma_2| \cdot k$ 。观测得到的 Δt 不超过6个小时,除以 k 就可以得到对 γ 的限制,他们的结果是 $|\gamma_1 - \gamma_2| \leq 3.4 \times 10^{-3}$ 。

可以看到,我们实际上是得到了一个时间延迟,但却并没有说爱因斯坦等效原理是错误的,因为这个时间延迟也有可能是别的原因所导致的,也可能存在误差,而且两种粒子同时产生也是我们的假设。所以我们得到的结果实际上是对 γ 变化上限的一个限制,这个限制越小,就说明 γ 越有可能保持不变,也就说明爱因斯坦等效原理的可信度越高,所以我们在这个方向上的工作就是尝试将这个限制变得越小越好。

我们已经得到了 $\Delta t = |\gamma_1 - \gamma_2| \cdot k$,想要得到更小的 $|\gamma_1 - \gamma_2|$,那么自然是 k 越大越好(引力势越强越好), Δt 越小越好。高鹤等人^⑤利用伽马射线暴不

同能量光子到达地球的时间延迟,得到eV(光学光子)到MeV的光子和MeV到GeV的光子其 γ 值的差异不大于 10^{-7} 量级,这比以前的工作至少提高了一个量级。而如果利用快速射电暴的话,理论上最高甚至能够将 γ 值限制到 10^{-11} ,这也就是为什么要选择利用快速射电暴来检验爱因斯坦等效原理的原因。

4. 什么是快速射电暴

首先让我们来了解一下什么是快速射电暴。严格来说,快速射电暴(Fast Radio Bursts, 简称为FRBs)真正成为一个名词并被用来特指一种天文现象,是在2013年7月索顿(D. Thornton)等人的文章在《科学》杂志发表之后^⑥。自此FRB成为了这两年天文学领域最火热的话题之一,至今相关的研究论文已经有一百余篇。实际上,早在2007年罗里莫(D. Lorimer)等人^⑦就已经在《科学》上报了现在所谓的第一个快速射电暴FRB 010824(爆发时间是2001年8月24日),其后的6年间虽然也有基恩(E. Keane)等人^⑧报道了一个现在称之为FRB 010621的事件,但2013年之前天文学家对于快速射电暴的关注度一直都不是很高,原因之一是这两个暴的观测数据并不太好,另一个很重要的原因是因为期间观测到了一种跟快速射电暴非常相似的信号——Peryton。

Peryton是西方神话里一种鹿头鹿腿、鸟翼鸟尾的类似“四不像”的动物,传说它在阳光中投下的并不是半鹿半鸟的影子,而是人形的影子。科学家之所以要用Peryton来给这种信号命名,正是想表达它的奇怪:它的性质非常明显地说明它来自于地球表面,



图4 神话里的Peryton(图片来源Pinterest)

而且很可能就是人造的信号，但是其他性质却又跟 FRB 非常相似。这直接导致这个当时被罗里莫等人声称来自宇宙深处的射电爆发信号被大部分科学家们冷落了，因为若是来自地面，这种信号就没有太大的意义了。

而自索顿等人报道的四个 FRB 以后，越来越多的 FRB 被报道出来，并且明显表现出与 Peryton 不同的性质，并且这些性质正好说明它们来自宇宙学距离（在银河系所在的包含数千个星系的本超星系团之外），至少也应该来自银河系之外。而当 2015 年彼得罗夫（E. Petroff）等人^⑧声明 Peryton 来自于同时发现快速射电暴的澳大利亚 Parkes 射电天文台的微波炉（这当然可以算是一个大乌龙，但也并不奇怪，因为科学家们早已经认定 Peryton 很可能来自于人造信号了），而且实验证明 FRB 不可能是由这种同样的机制产生后，在天文学家眼中，Peryton 对于 FRB 的影响就基本被排除了，而 FRB 也才真正变得重要而有用起来。

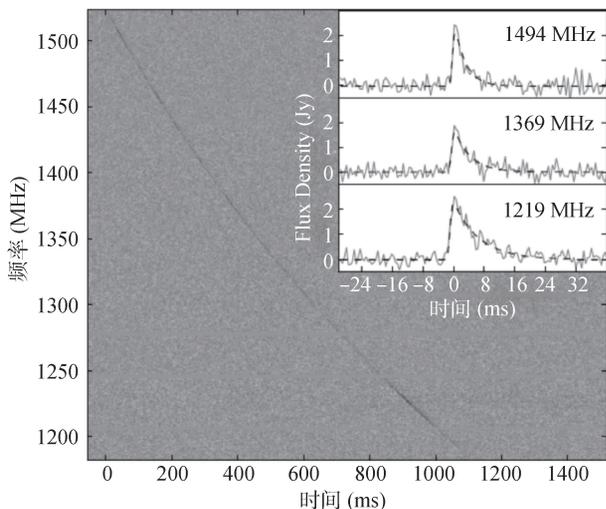


图 5 FRB 110220 (图片来源^⑧)

图 5 描绘了一个性质非常好的快速射电暴 FRB 110220，横坐标是到达的时间，纵坐标是不同的频率，可以看到，它的高频信号比低频信号先到，1.2GHz 的信号比 1.5GHz 的信号到达地球的时间晚 1 秒左右。换句话说，它具有明显的色散（Dispersion Measure, DM）。图 5 右上角是不同频率信号的波形图，可以看到 FRBs 是一种射电脉冲信号，脉冲宽度在毫秒量级，脉冲流量在央斯基的量级（对应的亮度很大）。

还有一些图上并未展现的性质，包括它来自于高银纬区域，也就是说来自它的辐射所走过的路径远远偏离银盘，所以受河内物质的影响甚少。

如果弄清楚这里所说的 DM 是什么，就可以对大家认为 FRB 信号是来自宇宙学深处的原因清楚一大半了。DM 的定义是自由电子数密度对于传播路径的积分，通俗点说，如果经过一个自由电子数密度为 n 的均匀区域，路程为 L ，那么 DM 就等于 $n \times L$ 。所以总的 DM 就是把路上不同的 $n \times L$ 全部加起来。很容易就可以看出，如果 FRB 的 DM 非常大，那么要么是 n 比较大，也就是路径上的自由电子比较密集；要么就是 L 比较大，也就是路途比较遥远。FRB 大部分在高银纬地区被观测到，高银纬地区河内物质非常稀薄，所以银河系贡献的 DM 就非常少；而星系际的物质更是稀薄，因此 FRB 拥有较大 DM 的原因很可能就是它来自于很远的地方。甚至只要我们给出路途上自由电子数密度的分布，就可以根据 DM 的值估算出 FRB 的具体距离：根据现有的宇宙学模型和 DM 测量值，可知 FRB 110220 的红移为 0.81，对应的距离为 2.8 Gpc，也就是 90 亿光年之外，确实是宇宙深处了。

5. 利用快速射电暴检验爱因斯坦等效原理

其实介绍了这么多，再来看这个工作已经很简单了。让我们再看公式（1），我们已经说明过，只要给出引力势的模型，对爱因斯坦等效原理的限制其实就可以变成一个乘法公式： $\Delta t = |\gamma_1 - \gamma_2| \cdot k$ ，上一节里我们在研究 FRB 110220 的性质时，已经给出了这样的数据：1.2GHz 的信号比 1.5GHz 的信号到达地球的时间晚 1 秒左右。将这个时间代入公式中，得到的对 γ 差异的限制可以达到 2.52×10^{-8} ，比之前的工作提高了一个量级左右。

我们进一步考虑造成观测到的时间延迟 Δt_{obs} 的因素实际上很多，具体列出来如下：

$$\Delta t_{\text{obs}} = \Delta t_{\text{int}} + \Delta t_{\text{LIV}} + \Delta t_{\text{spe}} + \Delta t_{\text{DM}} + \Delta t_{\text{gra}}, \quad (2)$$

其中 Δt_{int} 指的是内禀时间延迟，也就是说 FRBs 不同频率的信号有可能不是同时发出的，这点没有办法，我们只能假设 $\Delta t_{\text{int}} \geq 0$ ，不过根据 FRBs 的性质，这个假设其实也比较合理。 Δt_{LIV} 是指来自于洛伦兹不变

性破缺的影响, Δt_{spe} 是指若是光子可能拥有静止质量所造成的影响, 这两项都非常小, 基本可以忽略。 Δt_{DM} 是视线上的自由电子数密度造成的时间延迟 (冷等离子体效应), 在低频情况下将变得不可忽略, 因为它与频率的负 2 次方成正比, 特别是在我们考虑的 FRBs 的射电波段的情况下, 将占据绝大部分。最后剩下的 Δt_{gra} 就是我们一直在讨论的因为引力势导致的时间延迟了。

根据上面的分析, 观测到的时间延迟 Δt_{obs} 绝大部分来自 Δt_{DM} , 如果我们令 $\Delta t_{\text{DM}} = 0.999\Delta t_{\text{obs}}$, 那么 Δt_{gra} 将在 $0.001\Delta t_{\text{obs}}$ 以内, 这样公式 (1) 里面的时间延迟又将小 3 个量级, 对应的 γ 差异的限制自然也将提高 3 个量级, 到了 10^{-11} 。

不过, 这样的计算前提是 FRB 来自宇宙学距离。然而实际上对于 FRB 距离的确定方式并不是非常可信, 因为我们使用的 FRB 并没有其他波段的伴随信号被观测, 其宿主星系也没有找到, 因此无法直接确定它的红移, 距离只能用间接的方法来估计。但根据现有的模型分析, 大家对于 FRB 位置比较保守的估计也是在银河系外, 也就是 1 Mpc 左右, 在这样的距离上, 考虑 t_{obs} 完全由 t_{gra} 产生, 由此得到的对于 γ 差异的限制也小于 10^{-7} 。

6. 总结与展望

通过前面几节的内容, 相信读者对于利用快速射电暴限制爱因斯坦等效原理的工作已经有了一定的了解。利用快速射电暴独特的性质, 通过其不同频率光子到达地球的时间差, 可以将后牛顿参数精度限制到 10^{-8} 的量级。若是给出一定的假设条件, 甚至最高可以将其限制到 10^{-11} 的量级, 从而给出了至今对于爱因斯坦广义相对论弱等效原理的最精确验证。

根据前面的分析我们可以知道, 如果想要获得更好的限制结果, 其中一个方面是利用更大的引力势。我们文中所采用的是银河系的引力势, 这是因为对应于当时的研究情况, FRB 比较保守的起源估计是来自银河系外。实际上如果 FRB 起源自更远的地方, 完全可以使用更大的引力势来进行计算, 从而可以得到更好的限制结果。中科院高能物理研究所张双南研究员就利用星系团的引力势, 提出可以对爱因斯坦等效原

理作出进一步的检验^⑨。

另一方面, 在前文中我们反复提到因为无法确定 FRB 到地球的确切距离, 因而利用它限制爱因斯坦等效原理依旧存在着较大的限制, 所以我们经常只能给出比较保守的结果。魏俊杰等人在他们文章中^⑩展望了未来的进一步检验, 希望未来更多的仪器能够观测到更多的 FRB, 最好能够找到其他波段的伴随信号, 或者确定宿主星系, 从而能够确定红移。我们在撰写本文的时候, 准备的展望自然也是与这个类似。但基恩等人最新的文章^⑪却让我们完全取消了这个打算, 因为他们竟然找到了 FRB 150418 的宿主星系, 从而精确确定了该快速射电暴的红移, 其值为 $z = 0.492 \pm 0.008$ 。因此, 之前提到的许多困难和假设都不存在了。廷吉 (S. Tingray) 等人最近就利用这个最新的结果马上对爱因斯坦等效原理作出了新的限制^⑪。对这些工作感兴趣的读者可以查阅相关的参考文献。我们希望通过这篇文章的介绍, 读者能够产生对于这类工作的兴趣, 同时, 直接去看相关文献的时候, 也能够减少很多困惑。

当然, 目前 FRB 的观测数据依旧非常缺乏, 虽然有非常多的研究小组在积极寻找更多的 FRB, 但至今公布的 FRB 数目依旧只有 17 个, 而且除了两个 FRB 是来自美国的望远镜外, 其他的 FRB 都是来自于澳大利亚 Parkes 天文台的观测。只有使用更多的望远镜探测到更多的 FRB, 这种现象才能真正成为天文学领域的一个研究方向, 并为更多物理学的研究提供新的手段。

参考文献

- ① J. J. Wei, et al., (2015)Phys Rev Lett., 115, 261101
- ② C. M. Will, (2006)Living Rev. Relativ. 9, 3; C. M. Will, (2014)Living Rev. Relativ. 17, 4.
- ③ M. J. Longo, (1988)Phys Rev Lett, 60(3): 173-175
- ④ L. M. Krauss and S. Tremaine, (1988)Phys Rev Lett., 60(3): 176-177
- ⑤ H. Gao, et al., (2015), ApJ, 810, 121
- ⑥ D. Thornton, et al., (2013), Science, 341, 53
- ⑦ D. R. Lorimer, et al., (2007)Science, 318, 777
- ⑧ E. F. Keane, et al., (2012), MNRAS, 425, L71
- ⑨ S. N. Zhang, (2016), arXiv: 1601.04558
- ⑩ E. F. Keane, et al., (2016), Nature, 530, 453
- ⑪ S. J. Tingay and D. L. Kaplan, (2016), ApJL, 820, 2, L31